

Titre: Étude des forces dues à la turbulence dans un écoulement
Title: diphasique transverse sur un faisceau de tubes en configuration
triangulaire tournée.

Auteur: Hubert Senez
Author:

Date: 2010

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Senez, H. (2010). Étude des forces dues à la turbulence dans un écoulement
Citation: diphasique transverse sur un faisceau de tubes en configuration triangulaire
tournée. [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/331/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie:
PolyPublie URL: <https://publications.polymtl.ca/331/>

**Directeurs de
recherche:** Michel Pettigrew, & Njuki Mureithi
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DES FORCES DUES À LA TURBULENCE DANS UN
ÉCOULEMENT DIPHASIQUE TRANSVERSE SUR UN FAISCEAU DE
TUBES EN CONFIGURATION TRIANGULAIRE TOURNÉE

HUBERT SENEZ

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
JUILLET 2010

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDE DES FORCES DUES À LA TURBULENCE DANS UN ÉCOULEMENT
DIPHASIQUE TRANSVERSE SUR UN FAISCEAU DE TUBES EN CONFIGURATION
TRIANGULAIRE TOURNÉE

présenté par : SENEZ Hubert

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. VO Huu Duc, Ph.D., président

M. MUREITHI Njuki, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. PETTIGREW Michel, Post.Grad.Dipl., codirecteur de recherche

M. KAHAWITA René, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Ce mémoire conclut près de deux ans passés au sein de la chaire industrielle en interaction fluide-structure de l'École Polytechnique de Montréal. Cette expérience au Canada a été enrichissante tout autant sur le plan scientifique que personnel.

Je remercie tout d'abord Njuki Mureithi et Michel Pettigrew, mes directeurs de recherche qui m'ont orienté sur mon projet et qui ont su me guider et répondre à mes questions tout au long de cette maîtrise.

Merci également à Thierry Lafrance pour sa disponibilité, qui n'a jamais hésité à partager son expérience pour m'aider durant ce projet, en particulier sur le plan de la conception et des relations avec les fournisseurs; je remercie aussi Bénédicte Besner et Nour Aimène pour leurs compétences techniques, et sans qui les expériences n'auraient pas été possibles.

Je voudrais finalement saluer toutes les personnes que j'ai rencontrées ces deux dernières années, et avec qui j'ai pu profiter de la vie tellement agréable à Montréal et dans le reste du Québec.

RÉSUMÉ

Des écoulements diphasiques transverses existent dans de nombreux types d'échangeurs de chaleur. Les forces induites par ce genre d'écoulements peuvent engendrer des vibrations, qui, même si celles-ci sont faibles aboutissent par un endommagement ou même une rupture des tubes.

Une meilleure connaissance des forces dues aux écoulements diphasiques transverses peut permettre d'adapter la conception des échangeurs de chaleurs afin de limiter les vibrations induites par l'écoulement. Des études ont déjà été effectuées sur le sujet, en fournissant des données sur les régimes d'écoulements, les instabilités fluidélastiques et sur les forces dues à la turbulence. Cependant les spectres fréquentiels des forces dues à la turbulence en écoulement diphasique transverse ont rarement été étudiés, ceux-ci étant supposés être relativement plats. Or une étude récente effectuée sur des tubes ayant un plus gros diamètre que dans un générateur de vapeur réel a mis en évidence l'existence de forces quasi-périodiques inattendues.

Des expériences ont alors été conduites avec un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée pour déterminer si ces forces existent toujours sur un faisceau de tubes ayant la même géométrie que celle d'un générateur de vapeur. L'écoulement diphasique a été obtenu par un mélange eau-air. Les forces quasi-périodiques ont également été observées dans ces expériences. Ce projet vise à comprendre les forces induites par la turbulence sur un faisceau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse. La mesure des forces dans un faisceau de tubes de petit diamètre a nécessité un travail rigoureux pour le design de la section d'essai, et la conception des tubes instrumentés qui mesurent les forces.

Des données sur les spectres fréquentiels des forces dynamiques de portance et de trainée auxquelles sont soumis les tubes sont fournies. L'évolution des forces rms en fonction du flux massique et des fréquences moyennes des forces en fonction de la vitesse d'écoulement sont également étudiés. Ce projet fournit des résultats concernant l'effet de la position des tubes dans le faisceau sur les forces mesurées, ainsi que diverses données concernant la corrélation spatiale des forces. Les résultats obtenus sont comparés avec des résultats obtenus par de précédentes études.

Une étude approfondie de la forme des spectres des forces dynamiques permet de mettre en place un nouveau procédé permettant de relier une densité spectrale de puissance

adimensionnelle équivalente et une fréquence adimensionnelle en fonction des paramètres d'écoulement et permet de rassembler les spectres des forces dans un même graphique.

La forme des spectres obtenus est très différente de celle obtenue en écoulement monophasique. Elle suggère que l'origine des forces générées par un écoulement diphasique n'est non pas due à des fluctuations de la phase liquide comme en écoulement monophasique, mais plutôt à l'« impact » des différentes phases rencontrant le cylindre durant l'écoulement. Un modèle simple basé sur ces suppositions est développé afin de les confirmer.

ABSTRACT

Two-phase cross-flow exists in many shell-and-tube heat exchangers. The associated flow-induced excitation forces can cause tube motion that can result in long-term fretting wear or fatigue.

Detailed flow and vibration excitation force measurements in tube bundles subjected to two-phase cross-flow are required to understand the underlying vibration excitation mechanisms. Studies have already been done on the subject, providing data on flow regimes, fluidelastic instabilities and flow-induced turbulence. However, the force spectra data remain very scarce. The spectra have also generally been supposed to be relatively flat. A recent study, performed with tubes having a larger diameter than that in an actual steam generator, showed the existence of unexpected quasi-periodic forces in two-phase cross-flow.

An experimental program was undertaken with a rotated-triangular array of cylinders subjected to air-water cross-flow, to simulate two-phase mixtures. The tube bundle here has the same geometry as that of a real steam generator. The quasi-periodic forces have now also been observed in this tube bundle. The project aims to understand the turbulence induced forces on a tube bundle subjected to two-phase cross-flow. In order to be able to measure correctly the force spectra, force measurements on the tubes having a smaller diameter required an appropriate design for the test section and the instrumented tubes.

Data on drag and lift dynamic force spectra are provided in this project. The variations of rms forces with the mass flux and of the mean frequencies with the flow velocity are also investigated. Data on the effect of the position of the tubes in the tube bundle are provided, and so are the spatial force correlations. Comparisons are also made with previous studies on the subject.

A detailed study on the shape of the dynamic force spectra leads to a new scaling procedure for collapsing dimensionless equivalent power spectral densities and dimensionless frequency.

The shape of the obtained spectra is very different from those obtained in single-phase cross-flow. This suggests that random forces in two-phase flow are generated by a different mechanism than the flow fluctuations as in single-phase flow. A simple model is developed assuming that the forces are generated by the “impacts” of the two different phases in contact with the tube.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....	iii
RÉSUMÉ.....	iv
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES.....	xii
LISTE DES ABBRÉVIATIONS.....	xix
LISTE DES ANNEXES	xxi
CHAPITRE I : INTRODUCTION.....	1
1.1. Représentation de l'écoulement diphasique	3
1.2. Objectifs de l'étude.....	4
1.3. Organisation du mémoire	5
CHAPITRE II : REVUE DE LITTÉRATURE.....	6
2.1. Théorie de la vibration d'une poutre soumise à une force aléatoire.....	6
2.2. Forces agissant sur un cylindre soumis à un écoulement monophasique transverse ..	10
2.3. Forces agissant sur un cylindre soumis à un écoulement diphasique transverse	12
CHAPITRE III : MISE EN PLACE DU PROJET	20
3.1. Boucle d'essai.....	20
3.2. Section d'essai	21
3.3. Mesure des forces	22
3.3.1. <i>La mesure directe des forces agissant</i> <i>sur le tube – fréquence propre du tube</i>	23
3.3.2. <i>La déformation induite</i>	25
3.3.3. <i>Le choix des jauges de déformation.....</i>	28

3.3.4. <i>La mesure simultanée de forces agissant sur deux tubes contigus</i>	32
CHAPITRE IV : ARTICLE : VIBRATION EXCITATION FORCES IN A ROTATED TRIANGULAR TUBE BUNDLE SUBJECTED TO TWO-PHASE CROSS-FLOW	36
4.1. Abstract.....	36
4.2. Nomenclature	37
4.3. Introduction	38
4.4. Theoretical considerations.....	40
4.5. Experimental considerations	42
4.5.1. <i>Test Loop</i>	42
4.5.2. <i>Test Section</i>	42
4.5.3. <i>Instrumentation</i>	43
4.6. Results	47
4.6.1. <i>Periodic Forces</i>	47
4.6.2. <i>R.m.s. Forces</i>	51
4.6.3. <i>Effect of Tube Position</i>	53
4.6.4. <i>Correlations between Vibration Excitation Forces</i>	56
4.7. Discussion.....	61
4.7.1. <i>Spectra Shapes</i>	61
4.7.2. <i>Periodic Force Frequencies</i>	62
4.7.3. <i>R.m.s Forces</i>	63
4.7.4. <i>Flow Regimes</i>	65
4.7.5. <i>Force Correlations</i>	68
4.7.6. <i>Comparison of Present Results with the Boundary of de Langre and Villard</i>	70
4.8. Conclusion.....	75
4.9. Acknowledgments	76
4.10. References	76

CHAPITRE V : ARTICLE : FURTHER STUDIES TO EXPLAIN THE BEHAVIOUR OF EXCITATION FORCES IN A TUBE ARRAY SUBJECTED TO TWO-PHASE CROSS-FLOW	79
5.1. Abstract	79
5.2. Introduction	80
5.3. Basic equations	81
5.4. Experimental considerations	83
5.4.1. Test Loop	83
5.4.2. Test Section	83
5.4.3. Instrumentation	84
5.4.4. Two-Phase Flow Model	86
5.5. Results	87
5.5.1. Single-Phase Data	87
5.5.2. Two-Phase Flow General Results	88
5.6. Study of the Flow-Induced Forces Spectra	90
5.6.1. Decomposition of the Spectra	90
5.6.2. Scaling Procedure	98
5.7. A Model for Two-Phase Bubbly Flow Induced Forces	101
5.7.1. Description of the Model	101
5.7.2. Description of the Program	103
5.7.3. Results	105
5.7.4. Discussion	111
5.8. Conclusion	114
5.9. Acknowledgments	114
5.10. References	114
CHAPITRE VI : DISCUSSION GÉNÉRALE	118
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS	120
RÉFÉRENCES	123

ANNEXES.....128

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Mécanismes de vibration des tubes en écoulement transverse	3
Tableau 2.1 : Valeurs des facteurs a_l et $[\phi_1^2]_{max}$ pour diverses configurations de tubes	9
Tableau 3.1 : Fréquences naturelles et allongements relatifs estimés pour différents tubes	28
Tableau 3.2 : Fréquences naturelles et allongements relatifs estimées pour un tube en acrylique de demi-longueur soumis à divers écoulements, et pour le tube réellement utilisé pour les mesures	28
Tableau 4.1 : Coefficients relating the r.m.s force and the mass flux.	53
Tableau 4.2 : Drag and lift r.m.s. forces measured for each tube, for an 80% void fraction and 6.8 m/s pitch velocity	54
Tableau 5.1 : Comparison between r.m.s calculated forces and r.m.s measured forces.	107

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Usure des tubes d'un générateur de vapeur de centrale nucléaire due aux vibrations. (a) : tube creusé par le frottement (b) : tube fêlé rendu inutilisable	1
Figure 1.2 : Réponse vibratoire d'un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale avec un rapport $P/D=1.33$ obtenu par Gorman (1976)	2
Figure 2.1 : Résultats rassemblés par Taylor et Pettigrew (2003) en utilisant un spectre adimensionnel de référence équivalent. Les références indiquées dans la légende peuvent être trouvées dans cette étude	12
Figure 2.2 : Carte de régimes d'écoulement. (a) carte de Grant et Murray (1975) (b) carte de Ulbrich et Mewes (1994)	15
Figure 2.3 : Coefficients Résultats rassemblés par De Langre et Villard (1998) en utilisant un spectre de référence équivalent adimensionnel. Les références indiquées dans la légende peuvent être trouvées dans cette étude.	18
Figure 3.1 : Boucle d'essai	20
Figure 3.2 : Section d'essai. (a) vue de la section éclatée avec tubes et tubes instrumentés. (b) section assemblée avec direction d'écoulement	21
Figure 3.3 : Dimensions et détails de la configuration de la section d'essai (les dimensions sont exprimées en mm)	22
Figure 3.4 : Déformation du tube soumis à une force	26
Figure 3.5 : Montage des jauges en pont complet	29
Figure 3.6 : Positionnement des jauges de déformation dans le tube	30
Figure 3.7 : Illustration du modèle adopté pour estimer la température de fonctionnement de la jauge	32

Figure 3.8 : Dispositif de fixation des tubes instrumentés. (a) : vue de dessus (b) : vue côté encastrement du tube	34
Figure 3.9 : Exemple de fixation des tubes en grappe sur la paroi (a) : vue de côté de la plaque entière (b) : vue de dessus des dispositifs de fixation	34
Figure 3.10 : Photographie d'un tube instrumenté prêt à être utilisé	35
Figure 4.1 : Test loop	43
Figure 4.2 : Test section	43
Figure 4.3 : Instrumented tubes (a): single instrumented tube (b): example of a cluster of instrumented tubes	45
Figure 4.4 : Position of instrumented tubes	46
Figure 4.5 : Relative position of instrumented tubes	46
Figure 4.6 : Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 70% void fraction. (a): lift force PSD (average spectra tubes 1-3), (b): drag force PSD average spectra tubes 3-5).	48
Figure 4.7 : Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 80% void fraction. (a): lift force PSD (average spectra tubes 1-3), (b): drag force PSD average spectra tubes 3-5).	48
Figure 4.8 : Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 90% void fraction. (a): lift force PSD (average spectra tubes 1-3), (b): drag force PSD average spectra tubes 3-5).	49
Figure 4.9 : Relationship between main peak frequency and pitch velocity for 70% void fraction	50
Figure 4.10 : Relationship between main peak frequency and pitch velocity for 80% void fraction	50

Figure 4.11 : Relationship between main peak frequency and pitch velocity for 90% void fraction	51
Figure 4.12 : Relationship between r.m.s. periodic forces and mass flux for 70% void fraction	52
Figure 4.13 : Relationship between r.m.s. periodic forces and mass flux for 80% void fraction	52
Figure 4.14 : Relationship between r.m.s. periodic forces and mass flux for 90% void fraction	53
Figure 4.15 : Comparison of lift force PSDs obtained for upstream, interior and downstream tubes for 80% void fraction at 6.8 m/s pitch velocity	55
Figure 4.16 : Comparison of drag force PSDs obtained for upstream, interior and downstream tubes for 80% void fraction at 6.8 m/s pitch velocity	55
Figure 4.17 : Inflow coherence in lift direction – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity	57
Figure 4.18 : Inflow coherence in drag direction – void fraction 70% and 6.5% pitch flow velocity	58
Figure 4.19 : Transverse coherence in lift direction – void fraction 70% and 6.5 m/s pitch flow velocity	58
Figure 4.20 : Transverse coherence in drag direction – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity	59
Figure 4.21 : Coherence between two end-to-end half cylinders located in position 3 – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity	60
Figure 4.22 : Coherence between drag and lift forces on one single tube – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity	60
Figure 4.23 : Comparison between present PSDs obtained and Zhang's obtained with large tubes at 80% void fraction and 7 m/s pitch flow velocity – (a): lift direction – (b): drag direction	61

Figure 4.24 : Comparison of Zhang's Strouhal numbers obtained in the lift direction with the present results, tests performed with 80% void fraction	62
Figure 4.25 : Comparison of Zhang's frequencies obtained in the drag direction with the present results, tests performed with 80% void fraction	63
Figure 4.26 : Comparison between r.m.s. lift forces per unit of area obtained in present experiments and r.m.s. forces per unit of area obtained previously with larger tubes at 80% void fraction	64
Figure 4.27 : Comparison between r.m.s. drag forces per unit of area obtained in the present experiments and r.m.s. forces per unit of area obtained previously with larger tubes at 80% void fraction	64
Figure 4.28 : Ulbrich and Mewes flow pattern map	66
Figure 4.29 : Grant's flow pattern map	66
Figure 4.30 : Zhang's (Zhang, Mureithi, & Pettigrew, 2007; Zhang, Pettigrew, & Mureithi, 2008) two-phase flow structure in a rotated triangular tube bundle: a) simplified figure (FP: flow path, SZ: "stagnation zone") and b) flow picture (1: low void fraction mixture belonging to the stagnation zone, 2: oscillating high void fraction mixture in stagnation zone, 3: flow path, 4: rigid tubes)	67
Figure 4.31 : Correlation length obtained along the tube axis for 80% void fraction and 6.8 m/s pitch velocity	69
Figure 4.32 : Correlation length versus frequency for other experiments. (a) : 80% void fraction and 4 m/s pitch flow velocity ; (b) 90% void fraction and 6 m/s pitch flow velocity	70
Figure 4.33 : Present results compared with de Langre and Villard's boundary	72
Figure 4.34 : Present results collapsed with de Langre and Villard's boundary considering $\lambda_c > l$	74

Figure 4.35 : Present results collapsed with de Langre and Villard's boundary considering λ_c of the order of the bubble diameter	74
Figure 5.1 : Test loop	83
Figure 5.2 : Test section	84
Figure 5.3 : Instrumented tubes (a): single instrumented tube (b): example of a cluster of instrumented tubes	85
Figure 5.4 : Position of instrumented tubes	86
Figure 5.5 : Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 80% void fraction: lift force PSD	89
Figure 5.6 : Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 80% void fraction: drag force PSD	89
Figure 5.7 : Comparison between drag and lift force spectra obtained for 80% void fraction and 1 m/s flow velocity and Taylor et al.'s boundary for single-phase flow	90
Figure 5.8 : Example of graphs obtained to determine the parameters (a): Γ_i^0 , (b): f_i^0 and (c): Δf_i for experiments in the drag direction and 90% void fraction	92
Figure 5.9 : Four terms to describe the force power spectral density	94
Figure 5.10 : Amplitude Γ_i of the terms A, B, C and D for drag and lift direction, with 70%, 80% and 90% void fraction	95
Figure 5.11 : Mean frequency f_i^0 of the terms A, B, C and D for drag and lift direction, with 70%, 80% and 90% void fraction	96

Figure 5.12 : Frequency broadness Δf_i of the terms A, B, C and D for drag and lift direction, with 70%, 80% and 90% void fraction	97
Figure 5.13 : A few examples of experimental results compared with analytical curves	98
Figure 5.14 : Lift force spectra obtained from 70% to 90% void fraction collapsed (a) with de Langre and Villard's scaling procedure and (b) with the present proposed scaling procedure ...	100
Figure 5.15 : Drag force spectra obtained from 70% to 90% void fraction collapsed (a) with de Langre and Villard's scaling procedure and (b) with the present proposed scaling procedure ...	100
Figure 5.16 : Flow model	102
Figure 5.17 : Acting force model	103
Figure 5.18 : Area surrounding the tube : the three different zones, the bubbles, the water and the tube	105
Figure 5.19 : Comparison between theoretical and experimental drag and lift signals over a period of 2.0 seconds for 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity	106
Figure 5.20 : Comparison between theoretical and experimental drag and lift signals over a period of 2.0 seconds for 80% void fraction and 5 m/s pitch flow velocity	106
Figure 5.21 : Comparison between theoretical and experimental drag and lift signals over a period of 0.1 seconds for 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity	108
Figure 5.22 : Comparison of the numerical and experimental spectra obtained at 70% void fraction, 3 m/s pitch flow velocity. (a) Lift force spectra (b) Drag force spectra	109
Figure 5.23 : Comparison of the numerical and experimental spectra obtained at 80% void fraction, 5 m/s pitch flow velocity. (a) Lift force spectra (b) Drag force spectra	109
Figure 5.24 : Comparison between numerical and experimental rms forces obtained for various flow velocities, 70% void fraction and a bubble radius $R=5\text{mm}$ (a) lift force results; (b) drag force results	110

Figure 5.25 : Comparison between numerical and experimental rms forces obtained for various flow velocities, 70% void fraction and a bubble depending on flow velocity. (a) lift force results; (b) drag force results	111
Figure 5.26 : Grant's flow pattern map	113
Figure 5.27 : Ulbrich and Mewes flow pattern map	113

LISTE DES ABBRÉVIATIONS

A	Aire de la section d'essai dans le plan perpendiculaire à l'écoulement (m^2)
C_k	Amortissement modal
D	Diamètre du tube (m)
D_0	Diamètre de tube de référence (m)
D_W	Échelle de longueur de bulles (m)
EI	Rigidité en flexion du tube ($N.m^2$)
f	Fréquence (Hz)
f_0	Fréquence de référence (Hz)
f_i^0	Fréquence moyenne du terme i (Hz)
Δf_i	“Largeur” du terme i (Hz)
f_k	Fréquence naturelle du mode k (Hz)
f_r	Fréquence réduite
δF	Élément de force appliqué sur le tube (N/m)
F_{rms}	Force r.m.s. (N/m)
F	Force sur le tube (N/m)
g	Accélération de la pesanteur ($m.s^{-2}$)
G_p	Flux massique intérieur ($kg.s^{-1}.m^{-2}$)
G_{pg}	Flux massique intérieur de la phase gazeuse ($kg.s^{-1}.m^{-2}$)
H_k	Fonction de transfert du mode k
K_k	Rigidité modale
l	Longueur du tube (m)
l_0	Longueur de référence du tube (m)
M_k	Masse modale
m	Masse par unité de longueur du tube (kg/m)
P	Pas (distance entre deux tubes consécutifs dans le faisceau) (m)
p_0	Pression de référence (Pa)
PSD	Densité spectrale de puissance ($(N/m)^2.s$)
PSD_E	Densité spectrale de puissance équivalente
PSD_E^0	Densité spectrale de puissance équivalente de référence ($(N/m)^2.s$)

\overline{PSD}_E^0	Densité spectrale de puissance équivalente de référence sans dimension
$[\overline{PSD}_E^0]_U$	Borne supérieure pour la densité spectrale de puissance
Q_g	Débit volumique de gaz (m^3/s)
Q_l	Débit volumique de liquide (m^3/s)
q_k	Contribution modale du mode k (m^2)
R_F	Fonction de corrélation croisée ($(\text{N}/\text{m})^2\text{s}$)
S	Nombre de Strouhal
U_{sg}	Vitesse superficielle de gaz (m/s)
U_{sl}	Vitesse superficielle de liquide (m/s)
\overline{U}_g	Vitesse de gaz sans dimension
V_∞	Vitesse d'écoulement en amont du faisceau de tubes ($\text{m}.\text{s}^{-1}$)
V_p	Vitesse intérieure ($\text{m}.\text{s}^{-1}$)
W_g	Débit massique de gaz ($\text{kg}.\text{s}^{-1}$)
X	Paramètre de Martinelli
y	Déplacement du tube (m)
Γ_i	Amplitude du terme i ($(\text{N}/\text{m})^2\text{s}$)
γ	Fonction de cohérence
ε	Taux de vide dans le modèle homogène
ζ_k	Rapport d'amortissement du mode k
λ_c	Longueur de corrélation
μ_g	Viscosité dynamique de la phase gazeuse (Pas)
μ_l	Viscosité dynamique de la phase liquide (Pas)
ρ	Masse volumique du mélange diphasique ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$)
ρ_g	Masse volumique de la phase gazeuse ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$)
ρ_l	Masse volumique de la phase liquide ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$)
Φ_k	Forme du mode k (m^{-1})
ψ	Densité spectrale de corrélation croisée ($(\text{N}/\text{m})^2$)

LISTE DES ANNEXES

Annexe I – Dérivation de l'Équation (2.1) :	128
Annexe II – Plans des pièces conçues :	131

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Il existe des écoulements diphasiques transverses dans de nombreux systèmes d'échange de chaleur. La vibration des tubes causée par l'écoulement de fluides peut causer un endommagement prématuré, notamment au niveau des supports des tubes, et causer un bris de certains de ces tubes. Les tubes sont notamment soumis aux forces dues aux écoulements transverses.

Une meilleure connaissance des forces qui s'exercent sur les faisceaux de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse permettrait de mieux prévoir les vibrations auxquelles sont soumis les tubes. Cela permettrait par conséquent d'adapter le design des faisceaux de tubes soumis à de tels écoulements afin de minimiser les vibrations auxquelles sont soumis les tubes.

La Figure 1.1 montre deux exemples d'usure de tubes par frottement. Même si les forces et l'amplitude de vibration sont faibles, si les frottements sont permanents, au bout de quelques années l'usure par frottement conduit souvent à la rupture du tube.

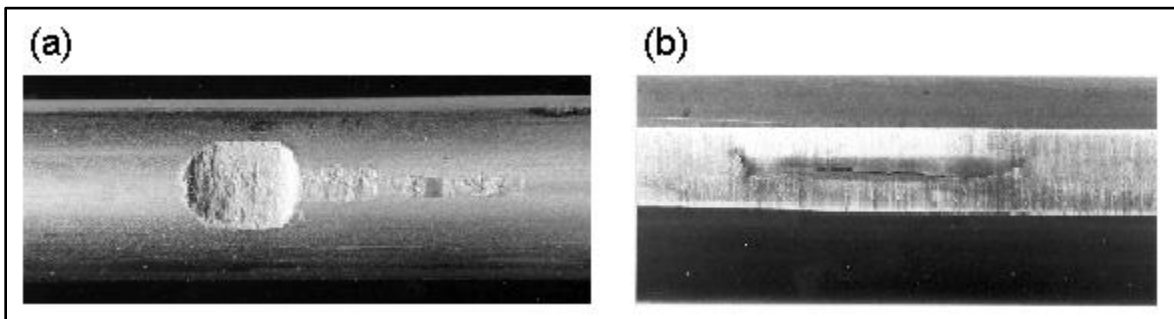


Figure 1.1 : Usure de tubes d'un générateur de vapeur de centrale nucléaire due aux vibrations. (a) : tube creusé par le frottement (b) : tube fêlé rendu inutilisable.

En écoulement transverse monophasique, quatre types de mécanismes causant des vibrations ont été répertoriés par Pettigrew (Pettigrew, Taylor, Fisher, Yetisir & Smith, 1998) :

- Les instabilités fluidélastiques, qui apparaissent au-delà d'une vitesse critique et qui sont caractérisées par une brusque augmentation de l'amplitude de vibration de la

structure considérée. Ces instabilités sont le résultat d'un couplage fort entre le fluide et la structure.

- Les tourbillons alternés, aussi connus sous le nom de vortex de Karman. En écoulement monophasique transverse sur un cylindre, des tourbillons alternés se forment dans le sillage, générant ainsi une force périodique sur ce cylindre.
- La résonance acoustique
- Les forces aléatoires dues aux turbulences. En écoulement monophasique, ces forces sont générées par les fluctuations locales de la vitesse d'écoulement, qui introduisent des forces de portance et de trainée dynamiques fluctuantes.

La Figure 1.2 obtenue par Gorman (Gorman, 1976), représente l'amplitude vibratoire d'un faisceau de tubes soumis à un écoulement monophasique en fonction de la vitesse d'écoulement, et permet d'illustrer les trois plus importantes sources de vibrations dans les tubes soumis à un écoulement fluide : les vibrations induites par la force de turbulence, les vibrations induites par les tourbillons alternés (ici on voit la résonance du tube avec la fréquence des vortex), et enfin l'instabilité fluidélastique.

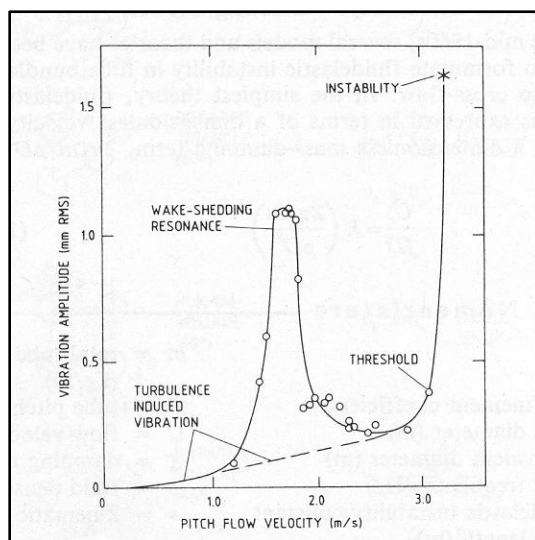


Figure 1.2 : Réponse vibratoire d'un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale avec un rapport $P/D = 1.33$ obtenu par Gorman (Gorman, 1976)

Selon le type d'écoulement (cylindre seul, faisceaux de cylindres, air, eau, mélange diphasique), ces différents mécanismes de vibrations sont plus ou moins importants. Le Tableau 1.1 regroupe l'importance de ces différentes forces tel que suggéré par Pettigrew (Pettigrew, Taylor, Fisher, Yetisir, & Smith, 1998).

Tableau 1.1 : Mécanismes de vibration des tubes en écoulement transverse.

		Instabilité fluidélastique	Tourbillons alternés	Excitation due à la turbulence	Résonnance acoustique
Un tube seul	Liquide	-	***	**	*
	Gaz	-	**	*	*
	Diphasique	-	*	**	-
Faisceau de tubes	Liquide	***	**	**	*
	Gaz	***	*	*	***
	Diphasique	***	*	**	-

*** Très important

** A prendre en considération

* Peu important

- Non existant

1.1. Représentation de l'écoulement diphasique.

Dans un générateur de vapeur d'une centrale nucléaire, les faisceaux de tubes sont soumis à un écoulement diphasique eau/vapeur. Or faire des essais avec un mélange diphasique eau/vapeur est difficile, car le mélange doit être sous pression et à haute température, ce qui rend les tests plus difficile à réaliser, donc plus coûteux, et également plus dangereux. Par ailleurs, l'estimation du taux de vide dans un tel mélange est difficile, en raison des changements d'état possibles.

Les tests effectués ici ont été conduits en utilisant un mélange eau/air afin de représenter le mélange diphasique. Ce mélange présente l'avantage d'être réalisé facilement et de pouvoir être manipulé à température ambiante et à une pression proche de la pression atmosphérique.

1.2. Objectifs de l'étude

Dans le cadre de ce projet, seules les forces dues à la turbulence sont considérées. Le but de la présente étude est de comprendre les forces aléatoires qui s'exercent sur les tubes soumis à un écoulement diphasique dans une section d'essai présentant la même géométrie qu'un faisceau de tube dans un générateur de vapeur. Ce projet a été réalisé en plusieurs étapes :

- a. Conception et réalisation d'une section d'essais.
- b. Conception et réalisation de tubes permettant de mesurer directement les forces aléatoires.
- c. Séries d'expériences, mesure des forces de turbulence subies par un tube rigide fixe sous diverses conditions d'écoulement.
- d. Exploitation et interprétations des résultats obtenus, validation et/ou amélioration des modèles mathématiques déjà existants.

Une étude récente (Zhang, Pettigrew, & Mureithi, 2007) a mesuré les forces dues à la turbulence en écoulement diphasique transverse. La section d'essai utilisée pour ces expériences présentait des tubes ayant un diamètre supérieur à celui généralement rencontré dans un générateur de vapeur. Cette étude a mis en évidence l'existence d'importantes forces quasi-périodiques présentes dans un faisceau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse. Visuellement, dans ces expériences un « filament de bulles » oscillait dans les espaces entre deux tubes. C'est cette oscillation qui semblait être à l'origine des forces périodiques. En réduisant la taille du faisceau de tubes, l'interstice entre deux tubes se trouve alors réduit. Il est raisonnable de penser que dans un espace réduit, ce « filament de bulles » serait instable du fait des tailles caractéristiques imposées, notamment par la tension superficielle.

Le but premier de cette étude est de réaliser de nouvelles mesures sur un faisceau de tubes ayant la même géométrie que ce que l'on peut rencontrer dans un générateur de vapeur, afin de vérifier l'existence ou non de cette pseudo-périodicité.

1.3. Organisation du mémoire

Le mémoire présente sept chapitres. Ce premier chapitre a permis de situer le contexte de l'étude. Le second chapitre constitue une revue de bibliographie, regroupant les principaux résultats de recherche existants reliés au présent sujet.

Un troisième chapitre résume la conception de la section et la conception des tubes instrumentés permettant la mesure des forces.

Le quatrième chapitre présente, sous la forme d'un article soumis à *Journal of Pressure Vessel Technology*, les principaux résultats obtenues lors des mesures et leur interprétation. Dans ce chapitre des comparaisons entre les résultats obtenus par Zhang (Zhang, Pettigrew, & Mureithi, 2007) et les présents résultats sont effectués.

Le chapitre suivant est également un article, soumis à *International Journal of Multiphase Flow*. Cet article quantifie les forces mesurées et propose une nouvelle façon de regrouper les spectres obtenues sur un même graphique. Cet article présente également une ébauche de modèle pour expliquer l'origine des forces aléatoires dues aux écoulements diphasiques, et leur différence avec les forces de turbulence observées en écoulement monophasique.

Le sixième chapitre constitue une conclusion et des discussions générales concernant les résultats obtenus tout au long de cette étude.

Le septième et dernier chapitre contient les recommandations liées à la progression actuelle du projet.

CHAPITRE II

REVUE DE LITTÉRATURE

Que l'on s'intéresse à un écoulement monophasique ou diphasique, les équations de vibration d'un cylindre sont issues de la théorie de vibration des poutres. Une analyse théorique de la vibration d'un tube soumis à une force aléatoire en espace et en temps permet de mieux comprendre les paramètres physiques à déterminer afin de caractériser les forces agissant sur les tubes.

Les forces causées par un écoulement autour d'un cylindre ont été étudiées de façon extensive dans le cas d'écoulements monophasiques. Par la suite, plusieurs publications ont abordé le thème des forces dans un écoulement diphasique. La prise en compte des régimes d'écoulements est importante dans le cas d'une étude sur les écoulements diphasiques.

2.1. Théorie de la vibration d'une poutre soumise à une force aléatoire

Il peut être intéressant de relier l'amplitude de vibration avec certaines caractéristiques de la force. On peut démontrer que la moyenne carrée de l'amplitude de déformation d'une poutre peut s'écrire de la manière suivante en fonction des caractéristiques de la poutre et de la force aléatoire (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995; Pettigrew, Sylvestre, & Campagna, 1978; Pettigrew & Taylor, 2003b) :

$$\overline{y^2(x)} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \Phi_k(x) \Phi_l(x) \int_0^{\infty} \frac{H_k(f) H_l^*(f)}{16\pi^4 m^2 f_k^2 f_l^2} \int_0^l \int_0^l \Phi_k(x) \Phi_l(x') \psi(x, x', f) dx dx' df \quad (2.1)$$

La façon d'obtenir cette équation est détaillée en Annexe I. Φ_k est la forme du mode k ; m la masse du tube par unité de longueur ; H_k la fonction de transfert du mode k et f_k la fréquence naturelle de vibration du mode k , et

$$\psi(x, x', f) = \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{G(x, f) G^*(x', f)}{2\pi\Omega} \quad (2.2)$$

où $G(x,f)$ est la transformée de Fourier de l'excitation $g(x,t)$. ψ est appelé la densité spectrale de corrélation croisée. Il correspond à la définition de la densité spectrale de puissance par unité de longueur (PSD), mais dépend également de la position. Physiquement, il correspond à l'excitation subie par la poutre dans le domaine spatial et fréquentiel. Cette analyse montre que cette grandeur est importante pour connaître le comportement vibratoire d'un tube soumis à une force aléatoire.

Axisa et al. (Axisa, Antunes, & Villard, 1990), puis Nakamura et al. (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995) et Au-Yang (Au-Yang, 2000) suggèrent que la force exercée par un écoulement transverse est uniforme tout au long du tube, et donc que les composantes en espace et en temps de la densité spectrale de corrélation croisée peuvent être décorréliées. Elle peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\psi(x, x', f) = PSD(f) \gamma(x, x', f) \quad (2.3)$$

$PSD(f)$ est alors la densité spectrale de puissance de la force, et γ est la fonction de cohérence, qui caractérise le degré de corrélation des forces le long du tube. Cette fonction γ est définie par :

$$\gamma^2(s_1, s_2, f) = \frac{|\psi(s_1, s_2, f)|^2}{\psi(s_1, s_1, f) \psi(s_2, s_2, f)} \quad (2.4)$$

Au-Yang (Au-Yang, 2000) explique que γ a les caractéristiques suivantes :

- $\gamma(s_1, s_2, f)$ est un nombre réel
- $\gamma(s_1, s_2, f)$ tend vers 1 lorsque s_1 tend vers s_2
- $\gamma(s_1, s_2, f)$ tend vers 0 lorsque $|s_1 - s_2|$ tend vers l'infini

La fonction de cohérence γ est supposée dépendre peu de la fréquence au voisinage d'une fréquence modale résonnance du tube (en supposant un faible amortissement). Dans ce cas on exprime souvent (Au-Yang, 2000; Axisa, Antunes, & Villard, 1990; Nakamura, Fujita, & Tsuge, 1993) :

$$\gamma(x, x') = \exp\left(\frac{-|x - x'|}{\lambda_c}\right) \quad (2.5)$$

Si l'on suppose une dépendance en fréquence de γ , l'Équation (2.5) peut se réécrire :

$$\gamma(x, x', f) = \exp\left(\frac{-|x-x'|}{\lambda_c(f)}\right) \quad (2.6)$$

λ_c est alors la longueur de corrélation. Physiquement, cette longueur correspond à la longueur caractéristique sur laquelle une force est appliquée à chaque instant. L'amplitude du mouvement du tube dépend d'une part de la puissance spectrale de la force appliquée, d'autre part de la longueur de cohérence. La double somme ainsi que la double intégrale impliquent un couplage des modes dans la déformation du tube. Cependant ces modes peuvent être découplés si chacune des fréquences propres sont assez éloignées, ce qui, selon Axisa, Antunes & Villard (1990), revient à vérifier la condition:

$$\frac{(f_{n+1}-f_n)}{(\zeta_{n+1}f_{n+1}-\zeta_n f_n)} \gg 1 \quad (2.7)$$

Cette condition est raisonnablement vérifiée dans le cas de la vibration d'un tube lorsque l'amortissement est faible. Cela permet d'après l'Équation (2.3) de se ramener à une forme plus simple de l'expression de la moyenne carrée du déplacement du tube pour le mode k :

$$\overline{y_k^2(x)} = \phi_k^2(x) \int_0^\infty \frac{|H_k(\omega)|^2}{m^2 \omega_k^4} \int_0^l \int_0^l \Phi_k(x) \Phi_k(x') R_F(x, x', \omega) dx dx' d\omega \quad (2.8)$$

En tenant compte des expressions (2.7) et (2.8), et en supposant que la longueur de corrélation λ_c est beaucoup plus petite qu'une longueur de tube, que l'amortissement est faible et que la densité spectrale de puissance $[S_F](f)$ varie peu autour des fréquences de résonance f_k , Axisa et al. (Axisa, Antunes, & Villard, 1990), ont réduit l'expression qui a été reformulée par de Langre et al. (De Langre & Villard, 1998; De Langre, Villard, & Entenmann, 1995) en :

$$\overline{y_k^2(x)} = \frac{\phi_k^2(x) l \lambda_c a_k}{64 \pi^3 f_k^3 m^3 \zeta_k} PSD(f_k) \quad (2.9)$$

Dans l'Équation (2.9), $PSD(f_k)$ est la valeur de la densité spectrale de puissance de la force aléatoire à la fréquence f_k . Le coefficient a_k est le facteur modal de corrélation, tel que

$$a_k = \frac{2}{l} \int_0^l \phi_k^2(x) dx \quad (2.10)$$

Taylor et al. (Taylor & Pettigrew, 2000) fournissent un tableau des valeurs de a_I pour différentes configuration de poutres, ainsi que la valeur maximale de ϕ_1^2 pour le mode $k = 1$. Ces valeurs sont reportées sur le tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Valeurs des facteurs a_I et $[\phi_1^2]_{max}$ pour diverses configurations de tubes

Configuration du tube	Encastré – encastré	Encastré – simplement supporté	Encastré – libre	Simplement supporté des deux côtés
a_I	0.8	0.9	0.5	1.1
$[\phi_1^2]_{max}$	2.522	2.278	4	2

D'après la forme de l'Équation (2.9) obtenue, diverses études ont proposé des méthodes de réduction des données pour pouvoir comparer divers résultats expérimentaux entre eux. La première chose à remarquer est la présence de la longueur de corrélation λ_c dans l'expression reliant le déplacement rms et la densité spectrale de puissance. Or il n'y a à l'heure actuelle que très peu d'estimations de cette grandeur. La première idée a été proposée par Axisa et al. (Axisa, Antunes, & Villard, 1990), consistant à définir un PSD équivalent à partir du PSD réel, afin de s'affranchir de la longueur de corrélation :

$$PSD_E = \frac{\lambda_c}{l} PSD \quad (2.11)$$

Cette expression permet d'avoir une relation entre le PSD équivalent et le déplacement mesuré en utilisant uniquement des paramètres connus. Afin de s'affranchir également des paramètres qui dépendent de la géométrie des tubes utilisés (diamètre et longueur), Axisa et al. (Axisa & Villard, 1992) proposent l'utilisation d'un spectre équivalent de référence, repris notamment par De Langre et al. (De Langre, Villard, & Entenmann, 1995) défini par :

$$PSD_E^0 = \frac{l}{l_0} \frac{D_0}{D} PSD_E \quad (2.12)$$

l_0 et D_0 sont respectivement une longueur de référence et un diamètre de référence qui doivent être spécifiés par l'auteur.

2.2. Forces agissant sur un cylindre soumis à un écoulement monophasique transverse.

De nombreuses études se sont penchées sur l'effet des forces de turbulence sur un faisceau de tubes en écoulement transverse. Blevins (Blevins, 1990) a défini des nombres adimensionnels permettant de caractériser les écoulements considérés.

Dans un faisceau de tube, la vitesse moyenne est différente de celle en amont ou en aval du faisceau. Celle-ci doit donc être normalisée pour que les différents résultats obtenus soient comparables. Les études consacrées au sujet ont défini une vitesse moyenne intérieure, « *pitch velocity* », définie par

$$V_p = \frac{P}{P-D} V_\infty \quad (2.13)$$

Où V_∞ est la vitesse en amont du faisceau de tube, P la distance entre deux tubes consécutifs de diamètre D . Pour réduire de façon appropriée les paramètres du système, il convient d'obtenir des nombres adimensionnels décrivant la densité spectrale de puissance d'une part, et la fréquence considérée d'autre part. Plusieurs auteurs, en particulier Axisa et al. (Axisa, Antunes, & Villard, 1990) ont normalisé ces grandeurs en utilisant des échelles de pression p_0 et de fréquence f_0 tels que :

$$p_0 = \frac{1}{2} \rho V_p^2 \quad (2.14)$$

$$f_0 = \frac{V_p}{D} \quad (2.15)$$

tels que $f_r = f/f_0$ et $\overline{PSD_E^0}(f_r) = PSD_E^0(f) \times \frac{f_0}{(p_0 D)^2}$. f_r correspond dans ce cas au nombre de Strouhal S .

Taylor et al. (Taylor, Pettigrew, Axisa, & Villard, 1988) ont utilisé cette méthode pour rassembler les résultats d'une étude effectuée sur une large gamme de flux massiques, pour un

écoulement d'eau et ont rassemblé les résultats de façon satisfaisante sur une courbe. Les densités spectrales de puissance sont obtenues en mesurant l'amplitude rms de vibration d'un tube, et la valeur du PSD à la fréquence naturelle du tube a été déduite en utilisant les résultats de l'Équation (2.16), en supposant que la contribution des modes autre que le mode 1 était négligeable dans le déplacement du tube. Cette procédure a été reprise dans d'autres études des mêmes auteurs (Taylor, 1992; Taylor & Pettigrew, 2000; Taylor, Pettigrew, & Currie, 1996) mais également par d'autres auteurs (Axisa et al. (Axisa, Antunes, & Villard, 1990), Pettigrew et al. (Pettigrew & Taylor, 2003b)). Parmi ces études, Taylor et Pettigrew (Taylor & Pettigrew, 2000) ont rassemblé les résultats de différentes expériences réalisées, en utilisant le spectre équivalent de référence, défini dans l'Équation (2.12) et utilisant toujours la procédure pour obtenir des nombres adimensionnels proposée dans les Équations (2.14) et (2.15). Les résultats obtenus sont présentés Figure 2.1. Sur l'axe des ordonnées, la grandeur $\widetilde{S}_F(f_r)_e @ L_e = 1\text{m}$ correspond au PSD équivalent de référence (i.e. \overline{PSD}_E^0 pour $l_0 = 1\text{m}$). Le diamètre équivalent D_0 n'est ici pas considéré (on prend $D_0 = D$ pour chaque donnée). Une ligne directrice pour exprimer ce spectre équivalent de référence adimensionnel a été proposée par Taylor et Pettigrew (Taylor & Pettigrew, 2000). Selon que l'on considère un tube à l'intérieur du faisceau ou un tube en amont du faisceau, la forme de la ligne directrice est différente :

Tube intérieur :

$$\begin{aligned} - \overline{PSD}_E^0 &= 4 \times 10^{-4} \cdot (f_r)^{-0.5} \text{ si } 0.01 < f_r < 0.5 \\ - \overline{PSD}_E^0 &= 5 \times 10^{-5} \cdot (f_r)^{-3.5} \text{ si } 0.5 < f_r \end{aligned} \quad (2.16)$$

Tube amont :

$$\begin{aligned} - \overline{PSD}_E^0 &= 1 \times 10^{-2} \cdot (f_r)^{-0.5} \text{ si } 0.01 < f_r < 0.5 \\ - \overline{PSD}_E^0 &= 1.25 \times 10^{-3} \cdot (f_r)^{-3.5} \text{ si } 0.5 < f_r \end{aligned} \quad (2.17)$$

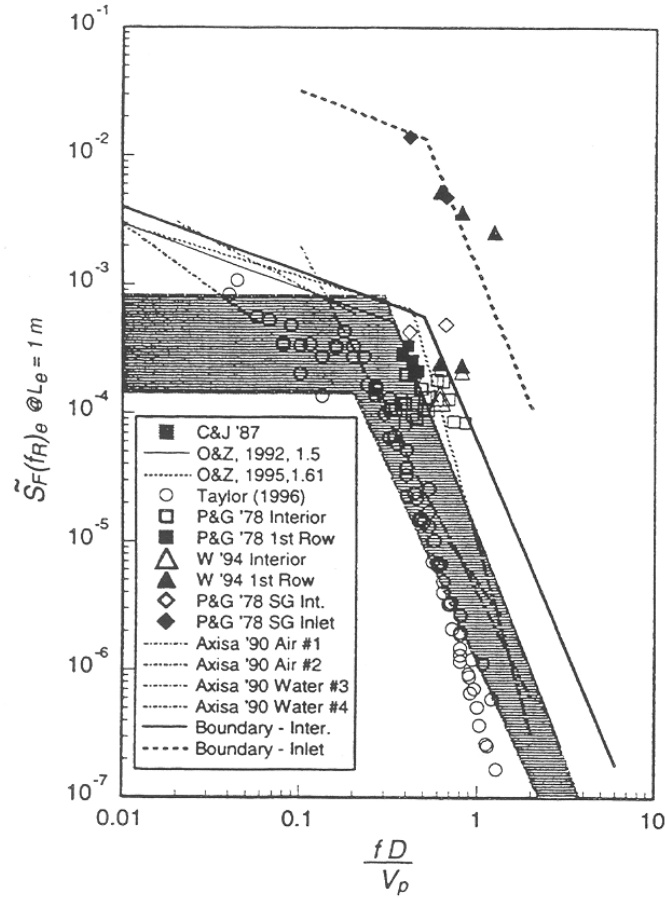


Figure 2.1 : Résultats rassemblés par Taylor et Pettigrew (Taylor & Pettigrew, 2000) en utilisant un spectre adimensionnel de référence équivalent. Les références indiquées dans la légende peuvent être trouvées dans cette étude.

2.3. Forces agissant sur un cylindre soumis à un écoulement diphasique transverse.

Pour étudier les forces exercées sur les tubes en écoulement diphasique transverse, la méthode qui apparaît la plus évidente en premier lieu est de faire la même démarche que dans le cas monophasique. Il existe plusieurs modèles d'écoulement de fluides diphasiques, le plus utilisé dans le cas présent est le modèle homogène, qui consiste à supposer que les vitesses de gaz et de liquide sont égales ($V_g = V_l = V_\infty$ en amont du faisceau de tube). Dans le cadre du modèle homogène, plusieurs grandeurs sont fréquemment utilisées dans la littérature :

- Le taux de vide ε , défini comme étant le rapport du volume de gaz sur le volume total du milieu considéré. Avec le modèle homogène, si Q_g est le débit volumique de gaz et Q_l le débit volumique de liquide, on peut écrire :

$$\varepsilon = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (2.18)$$

- La masse volumique homogène ρ , si ρ_g est la masse volumique du gaz et ρ_l celle du liquide, est définie par

$$\rho = (1 - \varepsilon)\rho_l + \varepsilon\rho_g \quad (2.19)$$

- Le flux massique intérieur est défini par

$$G_p = \rho V_p \quad (2.20)$$

La difficulté des écoulements diphasiques réside dans le fait que l'écoulement peut prendre différentes configurations. Ces configurations dépendent du milieu dans lequel évolue le mélange diphasique, du taux de vide, de la vitesse d'écoulement et des caractéristiques du fluide, et de la direction d'écoulement (horizontal ou vertical, montant ou descendant). Dans un faisceau de tubes aux vitesses d'écoulement qui nous intéressent, trois types d'écoulement peuvent être rencontrés : Un écoulement à bulles correspond à un écoulement dans lequel la phase gazeuse est présente sous forme de bulles au sein de la phase liquide. L'écoulement intermittent intervient lorsque l'écoulement à bulles devient instable : une trop forte concentration de bulles crée localement un « effondrement » de celles-ci : l'écoulement devient une succession de passages de gaz avec une faible concentration de liquide, puis de liquide avec une faible concentration de gaz. Enfin, l'écoulement dispersé correspond à un écoulement où la phase liquide se retrouve sous forme de gouttelettes « dispersées » au milieu de la phase gazeuse.

Plusieurs « Cartes d'écoulement » ont été proposées, tout d'abord à l'intérieur d'un tube seul. Grant et Murray (Grant, 1975) sont les premiers à avoir proposé une carte d'écoulement adaptée à une section parcourue d'un faisceau de tubes. Leur carte a été créée à partir d'un écoulement dans un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale, avec un rapport $P/D = 1.25$, avec trente-neuf tubes de 19 mm de diamètre. Leur carte a été obtenue en utilisant en abscisse le paramètre de Martinelli X , tel que :

$$X = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \quad (2.21)$$

où μ_l et μ_g sont respectivement la viscosité dynamique du liquide et du gaz. L'ordonnée de la carte est une vitesse de gaz superficielle, \overline{U}_g , définie par :

$$\overline{U}_g = \frac{G_{pg}}{(2(P-D)g\rho_g(\rho_l-\rho_g))^{0.5}} \quad (2.22)$$

où G_{pg} est le flux massique du gaz. La carte de Grant et Murray est utilisée dans les chapitres suivants.

Taylor et al. (Taylor, Currie, Pettigrew, & Kim, 1989) se sont penché sur les régimes d'écoulement en utilisant la carte de Grant et Murray (Grant, 1975) et ont conclu que dans un faisceau de tube on observait en général deux types de régimes d'écoulement : d'un côté part l'écoulement à bulles, et à partir d'un taux de vide de 80-90% on pouvait observer un écoulement intermittent.

Ulbrich et Mewes (Ulbrich & Mewes, 1994) ont également réalisé une carte permettant de déterminer un régime d'écoulement dans une section d'essai. Leurs tests ont été effectués avec un mélange eau-air, dans un faisceau de tubes de configuration carrée normale avec un rapport $P/D = 1.5$, avec un faisceau comportant dix rangées de tubes de 20 mm de diamètre. L'axe des abscisses représente la vitesse superficielle de gaz U_{sg} , et l'axe des ordonnées est la vitesse superficielle de liquide U_{sl} , tels que

$$U_{sg} = \frac{Q_g}{A} \frac{P}{(P-D)} \quad (2.23)$$

$$U_{sl} = \frac{Q_l}{A} \frac{P}{(P-D)} \quad (2.24)$$

Q_g et Q_l sont respectivement le débit volumique de gaz et de liquide, et A est l'aire de la section. Les cartes de Grant et Murray, ainsi que de Ulbrich et Mewes sont présentés sur la Figure 2.2.

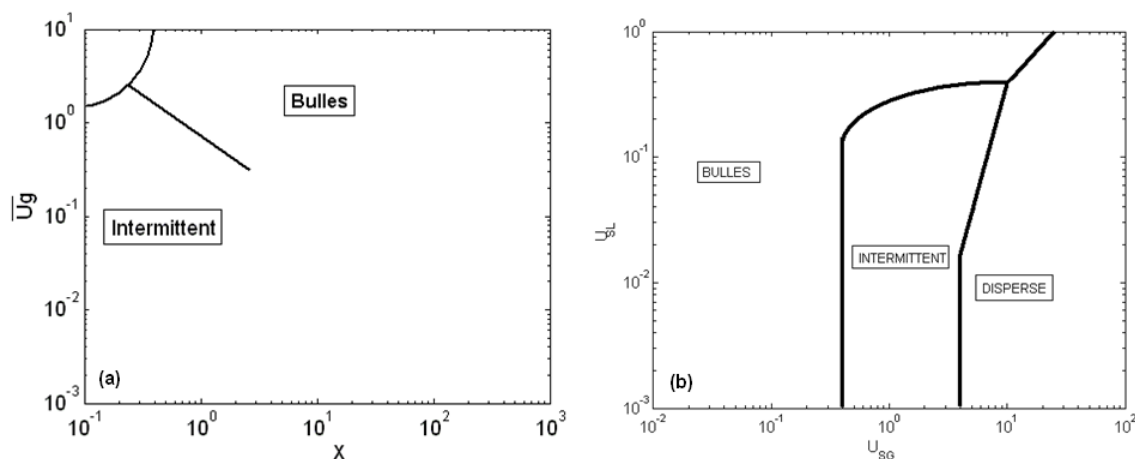


Figure 2.2 : Cartes de régimes d'écoulement. (a) : carte de Grant et Murray (Grant, 1975); (b) : carte de Ulbrich et Mewes (Ulbrich & Mewes, 1994).

Jusqu'à la fin des années 1980, très peu d'études ont été effectuées sur les forces induites par un écoulement diphasique. Pettigrew et al. (Pettigrew & Gorman, 1973; Pettigrew, Sylvestre, & Campagna, 1978) ont cependant fournis quelques premiers résultats concernant l'amplitude de vibration d'un tube dans un faisceau soumis à un écoulement diphasique transverse (eau/air et eau/vapeur). Heilker et Vincent (Heilker & Vincent, 1981) ont conduit quelques tests en écoulement eau/air, Hara (Hara, 1982) indique que pour un taux de vide supérieur à 10%, les tourbillons alternés n'existaient pas en écoulement diphasique. C'est alors qu'on suppose les forces aléatoires exercées par un écoulement diphasique transverse sont uniquement dues à de la turbulence « classique », et le spectre de ces forces est donc supposé relativement plat.

Depuis la fin des années 1980 le nombre de travaux sur ce sujet a beaucoup augmenté. Il faut souligner que la plupart des mesures de densité spectrale de force ont été obtenues en mesurant la vibration d'un tube pour en déduire la valeur de la densité spectrale de puissance à la fréquence naturelle du tube, en utilisant l'Équation (2.9). Or cette équation n'est valable que dans le cadre de certaines approximations, notamment le fait que la densité spectrale varie peu autour de la fréquence naturelle du tube, l'amortissement doit être faible et la longueur de corrélation doit être petite comparée à la longueur du tube considéré. Or, même si des études, notamment Pettigrew et al. (Pettigrew & Taylor, 2003a, 2004; Pettigrew, Taylor, & Kim, 1989) montrent qu'il est raisonnable de considérer l'amortissement assez faible, aucune des deux autres hypothèses n'a été confirmée à ce jour.

Taylor et al. (Taylor, Pettigrew, Axisa, & Villard, 1988) ont mesuré le PSD de forces agissant sur une ligne de tubes en écoulement eau/air. Les spectres obtenus montrent quelques pics à basse fréquence, mais ceux-ci sont considérés comme étant du bruit dû à la vibration de la section d'essai. La même étude compare les résultats obtenus avec les frontières connues en écoulement monophasique et conclut sur d'importantes différences entre les forces dues à la turbulence en écoulement monophasique et diphasique : l'amplitude de la force est généralement supérieure en écoulement diphasique et la pente du PSD en fonction de la fréquence (en échelle logarithmique) est plus faible en écoulement diphasique. Axisa et al. (Axisa, Antunes, & Villard, 1990) ont effectué un travail similaire, en écoulement eau/air mais aussi eau/vapeur. Il apparaît que les forces aléatoires en écoulement eau/air et en eau/vapeur sont du même ordre de grandeur, ce qui encourage à effectuer des mesures plutôt en écoulement eau/air qui sont plus facilement réalisables.

Taylor (Taylor, 1992; Taylor, Pettigrew, & Currie, 1996) met en avant le fait que la normalisation du PSD et de la fréquence en écoulement monophasique n'est pas adéquate, et propose une première méthode pour réduire la fréquence dans le cas d'un écoulement diphasique. Cette étude précise que ce n'est qu'un premier essai, et notamment l'aspect dimensionnel des normalisations n'est pas respecté.

$$f_0 = \frac{v_p}{d_B} \quad (2.25)$$

où d_B est une longueur caractéristique de bulle, telle que :

$$d_B = 0.00163 \left(\frac{v_p}{1-\varepsilon} \right)^{0.5} \quad (2.26)$$

Le PSD est normalisé de deux façons différentes selon le régime d'écoulement :

$$\text{- Écoulement par bulles ou par bouchons :} \quad p_0 = G_p \cdot \left(\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \quad (2.27)$$

$$\text{- Écoulement annulaire :} \quad p_0 = 1 \quad (2.28)$$

Cette normalisation parait plus efficace que celle proposée en écoulement monophasique, mais elle n'est pas encore complètement satisfaisante. Pettigrew et Taylor (Pettigrew & Taylor, 1994) proposent en 1994 une revue très complète sur les résultats existants sur le sujet. De Langre et Villard (De Langre & Villard, 1998; De Langre, Villard, & Entenmann, 1995) se basent sur les résultats de Taylor (Taylor, 1992; Taylor, Pettigrew, & Currie, 1996) pour proposer une nouvelle méthode de normalisation du PSD. La réduction en fréquence est simplifiée et les normalisations respectent l'aspect dimensionnel, en posant :

$$f_0 = \frac{v_p}{D_W} \quad (2.29)$$

Où cette fois la longueur caractéristique D_W vaut :

$$D_W = 0.1 \frac{D}{\sqrt{1-\varepsilon}} \quad (2.30)$$

Après plusieurs essais pour réduire correctement l'amplitude du PSD, et faire correspondre au maximum les données utilisées, la méthode la plus satisfaisante est de poser :

$$p_0 = \rho_l g D_W \quad (2.31)$$

De la même manière que proposé dans les Équations (2.14) et (2.15), une borne supérieure est proposée (De Langre & Villard, 1998) pour exprimer le PSD équivalent de référence adimensionnel pour un tube intérieur, en posant $l_0 = 1\text{m}$ et $D_0 = 20\text{ mm}$:

$$\begin{aligned} \overline{PSD_E^0} &= 10 f_r^{-0.5} & \text{si } 10^{-3} \leq f_r \leq 0.06 \\ \overline{PSD_E^0} &= 2 \cdot 10^{-3} f_r^{-3.5} & \text{si } 0.06 \leq f_r \leq 1 \end{aligned} \quad (2.32)$$

La frontière propose ainsi que les divers résultats utilisés par De Langre et Villard (De Langre & Villard, 1998) sont présentés sur la Figure 2.3. Même si les points affichés semblent regroupés, on peut obtenir une différence d'un facteur allant jusqu'à 1000 entre deux points à la même fréquence réduite.

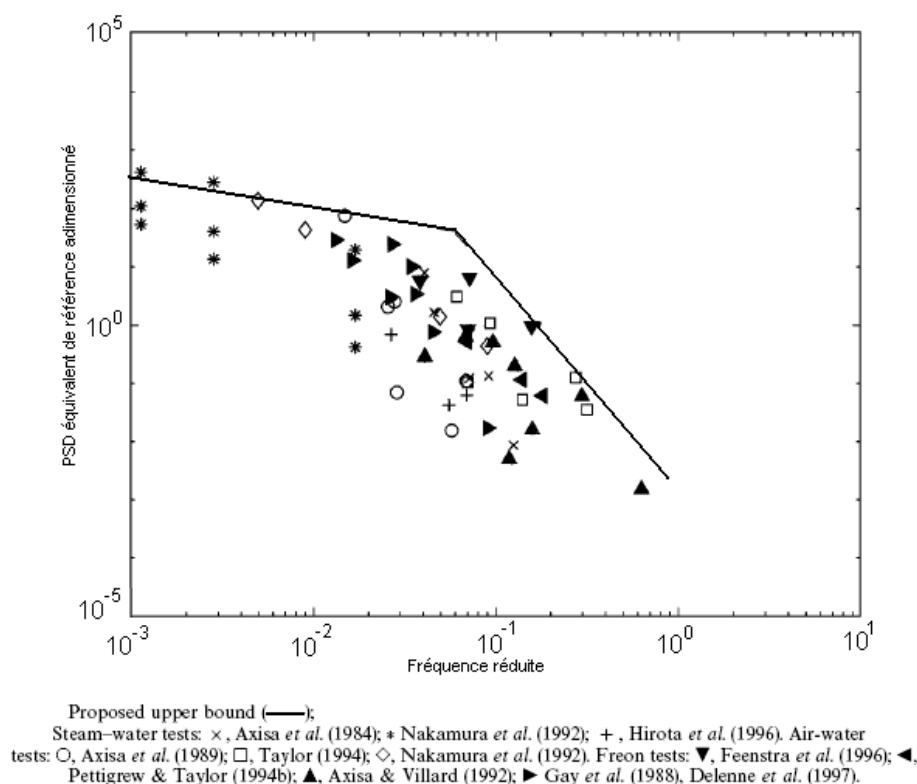


Figure 2.3 : Résultats rassemblés par de Langre et Villard (De Langre & Villard, 1998) en utilisant un spectre de référence équivalent adimensionnel. Les références indiquées dans la légende peuvent être trouvées dans cette étude.

Parallèlement, d'autres résultats sur les forces dues à un écoulement diphasique transverse sont publiés, notamment Gay et al. (Gay & Launay, 1988) en écoulements eau/air et eau/fréon R13B1, Mann et Mayinger (Mann & Mayinger, 1995) en écoulement diphasique avec du fréon 12, Nakamura et al. (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995) en écoulement eau/vapeur, Delenne et al. en écoulement eau/fréon R13B1, Feenstra et al. (Feenstra, Weaver, & Nakamura, 2002) avec du fréon 11 et Pettigrew et al. (Pettigrew & Taylor, 2009) à l'aide de fréon 22. Pettigrew et al. (Pettigrew, Zhang, Mureithi, & Pamfil, 2005) publient en 2005 des mesures détaillées des spectres de forces dynamiques de portance et de trainée exercées sur un cylindre d'un faisceau de tubes, et l'étude met en évidence l'existence de forces quasi-périodiques inattendues. Cette étude est ensuite reprise et analysée en détail par Zhang et al. (Zhang, Pettigrew, & Mureithi, 2007, 2009) qui présente les résultats obtenus à divers taux de vide et diverses vitesses d'écoulement. Ces mesures sont refaites en ajoutant un dispositif optique

permettant de mesurer le passage des bulles (Zhang, Pettigrew, & Mureithi, 2008). Une corrélation importante est soulignée entre le passage des bulles et la force dynamique, en particulier dans la direction de la portance. Zhang et al. proposent un modèle pour décrire les forces dues à l'écoulement diphasique dans la section d'essai, consistant à effectuer un bilan de la quantité de mouvement dans le « chemin d'écoulement » créé par le faisceau de tube.

CHAPITRE III

MISE EN PLACE DU PROJET

3.1. Boucle d'essai

Le but premier du projet est de pouvoir mesurer directement les forces exercées sur les tubes d'un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée. Ce faisceau de tubes doit avoir une géométrie similaire à celle d'un vrai générateur de vapeur, soit ici des tubes de diamètre 11/16'' (soit 17.5 mm) et un rapport $P/D = 1.42$, soit une distance de 24.8 mm entre deux tubes donc un espace inter-tubes de 7.3 mm.

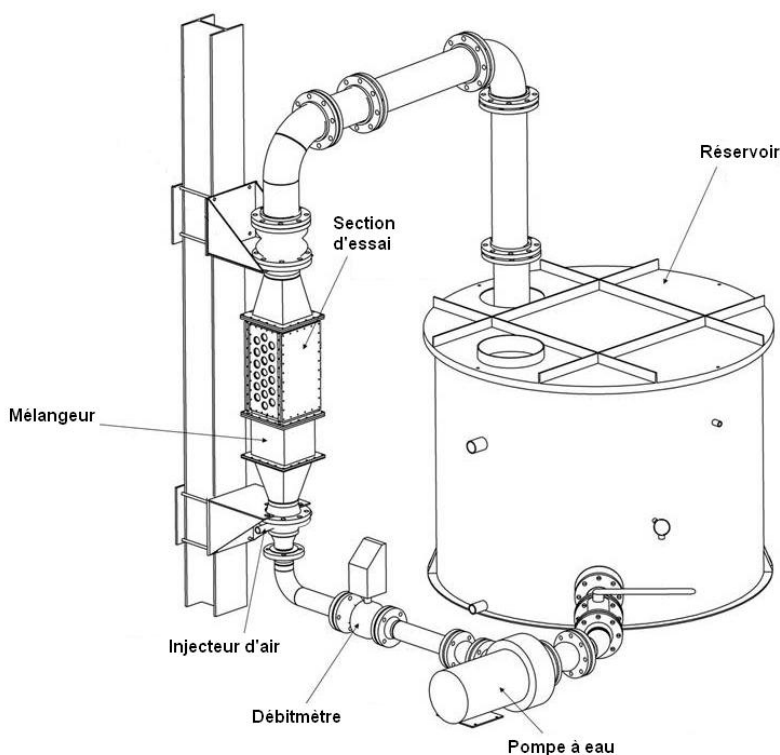


Figure 3.1 : Boucle d'essai

Le mélange diphasique utilisé dans les expériences est un mélange eau/air. La partie liquide de la boucle d'essai (Figure 3.1) est composée d'un réservoir de 2500 L d'eau et d'une pompe à vitesse variable allant de 0 à 25 L/s fonctionnant en circuit fermé. L'alimentation en air est

réalisée par un système d'air comprimé permettant d'aller jusqu'à un débit de 250 L/s. L'air est injecté en dessous d'un mélangeur qui permet d'obtenir un mélange homogène dans la section d'essai. Un débitmètre à eau permet de mesurer le débit volumique d'eau entrant dans la section. Un débitmètre à air permet d'obtenir le débit standard d'air (c'est-à-dire le débit correspondant à la pression atmosphérique) et des capteurs de pression mesurent la pression moyenne dans la section d'essai, ce qui permet d'obtenir le débit volumique en air à l'intérieur de la section. Les tests sont opérés à température ambiante et à une pression avoisinant la pression atmosphérique.

3.2. Section d'essai

Une section d'essai a été conçue spécialement pour ce projet. Cette section est présentée Figure 3.2. Elle comporte 90 tubes en configuration triangulaire tournée qui permettent de réaliser une forme d'écoulement similaire à celle d'un générateur de vapeur. Les détails concernant les dimensions de la section ainsi que la configuration des tubes sont indiqués Figure 3.3. À l'intérieur de la section, les tubes ont une longueur de 190.5 mm.

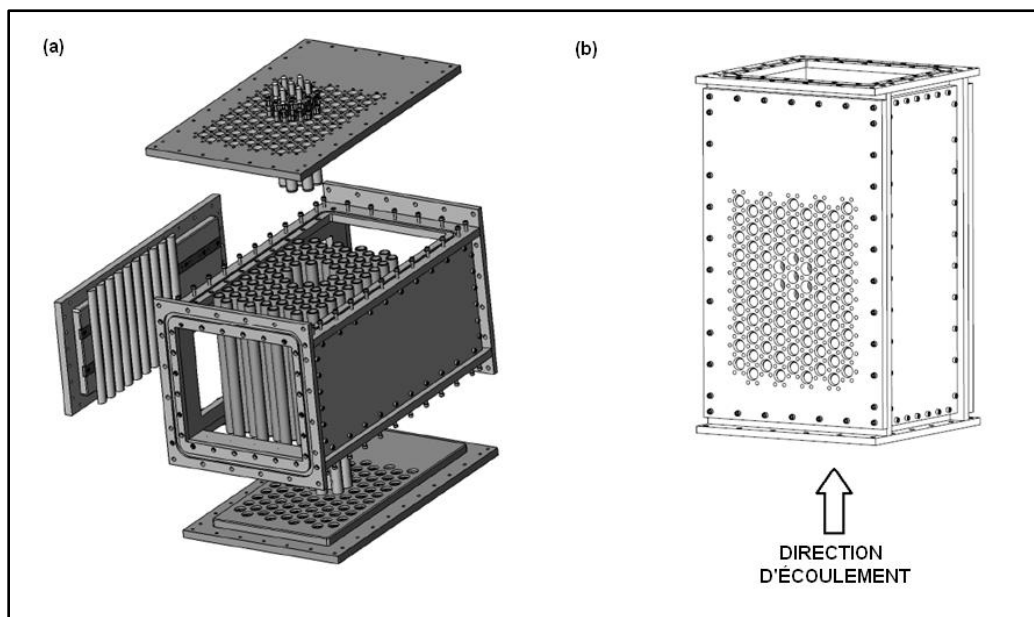


Figure 3.2: Section d'essai. (a) vue de la section éclatée avec tubes et tubes instrumentés. (b) section assemblée avec direction d'écoulement.

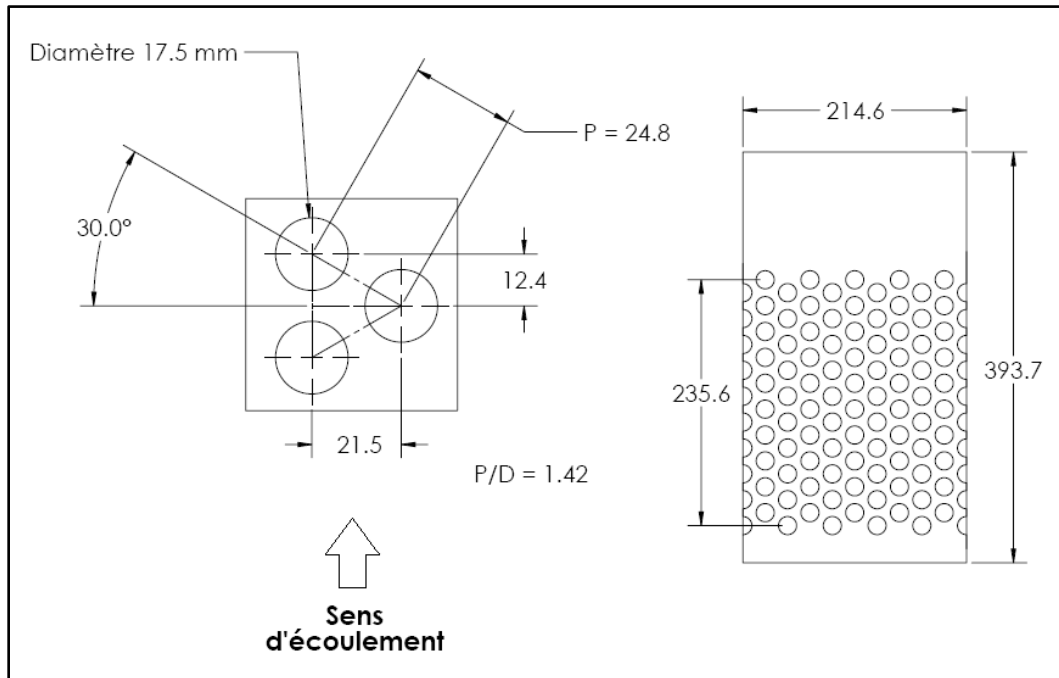


Figure 3.3 : Dimensions et détails de la configuration de la section d'essai (les dimensions sont exprimées en mm)

3.3. Mesure des forces

Les résultats obtenus par Zhang (2007) indiquent des forces de fréquence inférieures à 50 Hz. Dans le cas présent les tubes ont un diamètre 2.3 fois inférieur. Si l'on suppose un nombre de Strouhal ($S = \frac{fD}{V_p}$) identique avec de mêmes plages de vitesses d'écoulements, on devrait s'attendre à mesurer des signaux pour des fréquences inférieures à $2.3 \times 50 = 115 \text{ Hz}$. On mesure les forces jusqu'à 150 Hz afin de garder une marge de sécurité. Le but du projet est donc de mesurer directement les forces exercées sur les tubes, pour des fréquences allant de 0 à 150 Hz. Pour cela, les tubes instrumentés doivent être rigides, afin de ne pas introduire de couplage entre le déplacement du tube et l'écoulement. Les forces sont mesurées grâce à des jauges de déformations placées sur les parois à l'intérieur des tubes.

La taille réduite des tubes soulève plusieurs difficultés :

- On doit être capables de mesurer directement les forces agissant sur le tube
- La déformation du tube doit être suffisante pour être mesurée par une jauge de déformation

- Le choix des jauges de déformation doit être en adéquation avec la taille des tubes et leur matériau.
- On doit pouvoir mesurer simultanément les forces agissant sur deux tubes consécutifs.

3.3.1. La mesure directe des forces agissant sur le tube – fréquence propre du tube

Si l'on ne considère que le premier mode de vibration d'un tube, la fonction de transfert de celui-ci est de la forme :

$$\left| \frac{kY}{F} \right| = \left| \left[\left(1 - \frac{f^2}{f_0^2} \right) + 2i\zeta \frac{f}{f_0} \right]^{-1} \right| \quad (3.1)$$

où ζ est l'amortissement et f_0 la fréquence naturelle du premier mode de vibration du tube. Lorsque $f \ll f_0$, on constate que $\left| \frac{kY}{F} \right| = 1$, ce qui signifie que le déplacement est directement proportionnel à la force. Donc pour mesurer directement la force appliquée sur le tube, il convient d'utiliser un tube dont la fréquence naturelle est grande devant la plage de fréquence qui nous intéresse.

Le tube peut être modélisé par un cylindre creux encastré-libre. Son mouvement obéit à l'Équation (2.1). On résout cette équation en oscillations libres ($g = 0$) en posant $y(x,t)=f_1(x)$. $f_2(t)$. On obtient alors :

$$\frac{f_2''(t)}{f_2(t)} = -\frac{EI}{m} \frac{f_1''''(x)}{f_1(x)} \quad (3.2)$$

Le terme de gauche ne dépend que du temps, et celui de droite que de la position, qui sont deux variables indépendantes. Donc ces deux termes sont égaux à une constante ω^2 :

$$\frac{f_2''(t)}{f_2(t)} = -\frac{EI}{m} \frac{f_1''''(x)}{f_1(x)} = -\omega^2 \quad (3.3)$$

On obtient donc les expressions de f_1 et f_2 :

$$f_1(x) = A \cdot \cos(\beta x) + B \cdot \sin(\beta x) + C \cdot \cosh(\beta x) + D \cdot \sinh(\beta x) \quad (3.4)$$

$$f_2(t) = \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.5)$$

où $\beta^4 = \frac{m\omega^2}{EI}$ et φ est un déphasage dépendant de l'origine choisie de temps (on prendra arbitrairement l'origine de temps telle que $\varphi = 0$). Les valeurs de A, B, C, D et ω dépendent des conditions initiales et des conditions aux limites. Le tube est encastré en $x = 0$, ce qui implique $f_1(0) = 0$ et $f_1'(0) = 0$, et libre en $x = l$ donc $f_1''(l) = 0$ et $f_1'''(l) = 0$. Ces conditions impliquent :

$$\begin{aligned} A &= -C \\ B &= -D \\ A \cdot \cos(\beta l) + B \cdot \sin(\beta l) &= C \cdot \cosh(\beta l) + D \cdot \sinh(\beta l) \\ -A \cdot \sin(\beta l) + B \cdot \cos(\beta l) &= C \cdot \sinh(\beta l) + D \cdot \cosh(\beta l) \end{aligned} \quad (3.6)$$

On en déduit donc :

$$\begin{aligned} y(x, t) &= [A \cdot (\cos(\beta x) - \cosh(\beta x)) + B \cdot (\sin(\beta x) - \sinh(\beta x))] \cos(\omega t) \\ \text{avec } \cos(\beta l) \cosh(\beta l) + 1 &= 0 \\ \text{et } A &= -\frac{\sin(\beta l) + \sinh(\beta l)}{\cos(\beta l) + \cosh(\beta l)} \cdot B \end{aligned} \quad (3.7)$$

Toutes les valeurs de β qui vérifient la condition $\cos(\beta l) \cosh(\beta l) + 1 = 0$ définissent les modes propres. Dans notre cas, on veut que la fréquence de vibration soit beaucoup plus grande que la plage de fréquence qui nous intéresse. Pour que cette condition soit réalisée, il suffit que ce soit le cas pour le premier mode propre. On peut donc calculer ici pour le premier mode, on obtient : $\beta l = 1.8751$ et $B/A = -0.7341$. La fréquence propre du premier mode vaut donc :

$$f_0 = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{3.516}{2\pi \cdot l^2} \cdot \sqrt{\frac{EI}{m}} \quad (3.8)$$

Cette fréquence dépend donc de la longueur du tube, de la rigidité du matériau, de sa masse par unité de longueur et de sa géométrie ($I = \frac{\pi.(D^4-d_i^4)}{64}$ pour un cylindre creux, avec D le diamètre extérieur et d_i le diamètre intérieur). La masse par unité de longueur dans le cas présent doit en fait tenir compte de la masse hydrodynamique car le tube baigne dans un écoulement. D'après Pettigrew (Pettigrew & Taylor, 2003a; Pettigrew, Taylor, & Kim, 1989), la masse équivalente est égale à la somme de la masse par unité de longueur de la poutre et de la masse hydrodynamique m_h tel que :

$$m_h = \left(\frac{\rho \pi D^2}{4} \right) \left[\frac{\left(\frac{D_e}{D} \right)^2 + 1}{\left(\frac{D_e}{D} \right)^2 - 1} \right] \quad (3.9)$$

où D_e est un diamètre équivalent tel que $D_e/D = (0.96 + 0.50 P/D).P/D$ pour un tube dans un faisceau en configuration triangulaire.

La déformation rms du tube est donnée par l'Équation (2.7). On cherche ici à estimer un ordre de grandeur de la déformation relative du tube, aussi des approximations sont faites pour estimer celui-ci.

3.3.2. La déformation induite

La jauge de déformation placée à l'intérieur du tube suit le mouvement de celui-ci. La Figure 3.4 illustre l'élongation subie par un élément de tube déformé, où d_i est le diamètre intérieur du tube. Il en résulte un rayon de courbure R_c . Pour des petites déformations, $\frac{1}{R_c} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$. Comme le montre la Figure 3.4, $(1 + \varepsilon)dx = \alpha \left(\frac{d_i}{2} + R_c \right)$ et $\alpha = \frac{dx}{R_c}$. On en déduit donc que l'allongement relatif vaut :

$$\varepsilon = \frac{d_i}{2} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (3.10)$$

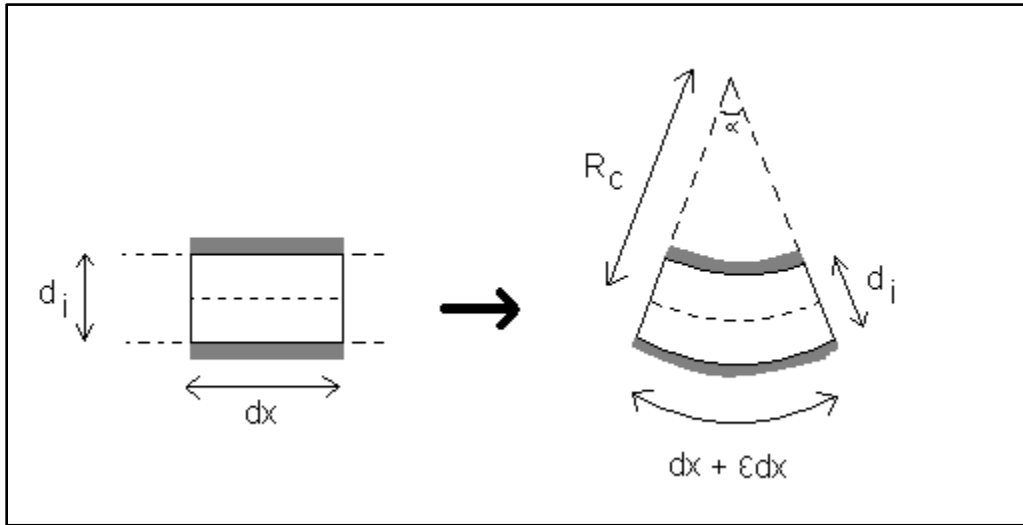


Figure 3.4 : Déformation du tube soumis à une force

Il reste maintenant à estimer un ordre de grandeur de l'expression de $y(x)$. Comme on suppose que la première fréquence naturelle du tube beaucoup plus grande que les fréquences d'excitations des forces, il convient d'adopter un modèle statique pour la déformation de la poutre. On suppose aussi que la force appliquée est uniforme le long du tube. Dans ce cas, l'expression (2.1) devient :

$$EI \frac{\partial^4 y(x)}{\partial x^4} = g \quad (3.11)$$

Cette équation se résout facilement compte-tenu es conditions aux limites, on obtient alors :

$$y(x) = \frac{g}{EI} \left(\frac{x^4}{24} - \frac{x^3 l}{6} + \frac{x^2 l^2}{4} \right) \quad (3.12)$$

L'Équation (3.10) devient alors :

$$\epsilon = \frac{g d_i}{2EI} \left(\frac{x^2}{2} - x l + \frac{l^2}{2} \right) \quad (3.13)$$

Le maximum de la déformation relative est alors atteint pour $x = 0$ (i.e. contre la paroi) et l'on obtient alors :

$$\epsilon_{max} = \frac{g d_i l^2}{4EI} \quad (3.14)$$

La force g appliquée est de l'ordre de la force rms subie par le tube, on peut donc prendre $g = \sqrt{\int_0^\infty PSD(f)df}$. On estime $PSD(f)$ en utilisant la frontière proposée par de Langre et Villard (De Langre & Villard, 1998) (Équation 2.36). Dans cette approche, la longueur de cohérence est estimée égale à la longueur de l'espace inter-tubes soit $\lambda_c = P - D = 7.3$ mm.

A l'aide des résultats obtenus dans les parties 3.3.1 et 3.3.2, des estimations de la première fréquence naturelle et de la déformation relative de tubes de divers matériaux sont rassemblés sur le Tableau 3.1, pour divers taux de vides et vitesses d'écoulement. La paroi du tube est fixée à 1 mm dans ces résultats, et la longueur égale à celle de la section soit 190.5 mm. On veut avoir une mesure précise jusqu'à 100 Hz. La fréquence naturelle du tube doit être d'au moins 200 Hz. Par ailleurs, la résolution d'une jauge de déformation est de l'ordre d'un déplacement relatif de 10^{-7} . Pour avoir une mesure précise, il est donc préférable d'avoir une déformation relative des tubes d'au moins $5 \cdot 10^{-6}$. Les valeurs acceptables ont été surlignées en gris sur le tableau 3.1. Il s'avère que les tubes en métal auraient une fréquence naturelle suffisamment haute, mais leur déflexion serait insuffisante. Concernant les tubes en plastique, la déflexion est assez grande mais les fréquences naturelles sont trop faibles pour que la mesure soit précise.

Or l'Équation 3.8 indique que la fréquence naturelle du tube est proportionnelle à l'inverse de la longueur du tube au carré. Aussi est-il possible d'augmenter la fréquence naturelle d'un tube en plastique en diminuant sa longueur, et en plaçant un autre tube en vis-à-vis pour compléter le faisceau de tubes. Le tableau 3.2 indique les valeurs estimées de fréquence naturelle et d'allongement relatif d'un tube en acrylique ayant la moitié de la longueur de la section d'essai. On constate alors qu'un tel tube est capable d'obtenir des mesures précises des forces générées par un écoulement diphasique. Le tube instrumenté utilisé présente donc les caractéristiques suivantes : longueur $l = 93.5$ mm, diamètre $D = 17.46$ mm, diamètre intérieur 15.88 mm soit une paroi de 0.79 mm d'épaisseur. Le tube utilisé est en acrylique et les fréquences naturelles ainsi que ses déformations relatives estimées sont présentées sur la deuxième ligne du Tableau 3.2.

Tableau 3.1 : Fréquences naturelles et allongements relatifs estimés pour différents tubes

Matériau	Fréquence naturelle (Hz)			Allongement relatif ε ($\times 10^{-6}$)		
	v=1 m/s t.v. 50%	v=5m/s t.v. 80%	v=1m/s t.v. 0%	v=1 m/s t.v. 50%	v=5m/s t.v. 80%	v=1m/s t.v. 0%
Acier inoxydable	415.2	446.4	375.2	0.74	1.18	0.535
Aluminium	333.5	392.2	275.9	2.38	3.8	1.7
Acrylique	74.1	95.4	57.5	69.1	109.3	49.4
PVC	80.8	102.1	63.4	54.8	86.7	39.2
Polyéthylène	33.6	44.6	25.6	365.3	578	261.5

Tableau 3.2 : Fréquences naturelles et allongements relatifs estimées pour un tube en acrylique de demi-longueur soumis à divers écoulements, et pour le tube réellement utilisé pour les mesures

Matériau	Fréquence naturelle (Hz)			Allongement relatif ε ($\times 10^{-6}$)		
	v=1 m/s t.v. 50%	v=5m/s t.v. 80%	v=1m/s t.v. 0%	v=1 m/s t.v. 50%	v=5m/s t.v. 80%	v=1m/s t.v. 0%
Tube en acrylique	296.7	382.3	230.2	8.63	13.6	6.18
Tube utilisé en pratique	288.7	381.1	220.8	10.2	16.2	7.33

3.3.3. Le choix des jauges de déformation

Lorsque la jauge de résistance initiale R subit une déformation relative ε , sa résistance devient $R(1 + \alpha\varepsilon)$. α est le facteur de jauge, dont la valeur est de l'ordre de 2. Les tubes doivent mesurer simultanément les forces de portance et de trainée. Pour un maximum de précision, les jauges de déformation sont montées en pont complet. Cela implique de placer au total 8 jauges de déformations dans chaque tube. À cause de la courbure des tubes, pour que les jauges qui

mesurent la portance ne mesurent pas de signal en trainée et vice-versa, il est nécessaire d'avoir des jauges dont la largeur est petite comparé au diamètre du tube. Par ailleurs, comme l'indique l'Équation (3.13), la déformation est maximale à la base du tube, puis elle décroît. Une jauge de longueur réduite aurait donc meilleure sensibilité. La Figure 3.5 indique le montage électrique des jauges en pont complet. Chaque jauge a une résistance $R_i = R(1 + \alpha \varepsilon_i)$ qui dépend de la déflexion appliquée. Une étude du schéma permet d'écrire la relation :

$$V = \left(\frac{R_3}{R_2 + R_3} - \frac{R_4}{R_1 + R_4} \right) E \quad (3.15)$$

Considérant que $\varepsilon_i \ll 1$, cette expression devient :

$$V = (\varepsilon_1 + \varepsilon_3 - \varepsilon_2 - \varepsilon_4) \frac{\alpha E}{4} \quad (3.16)$$

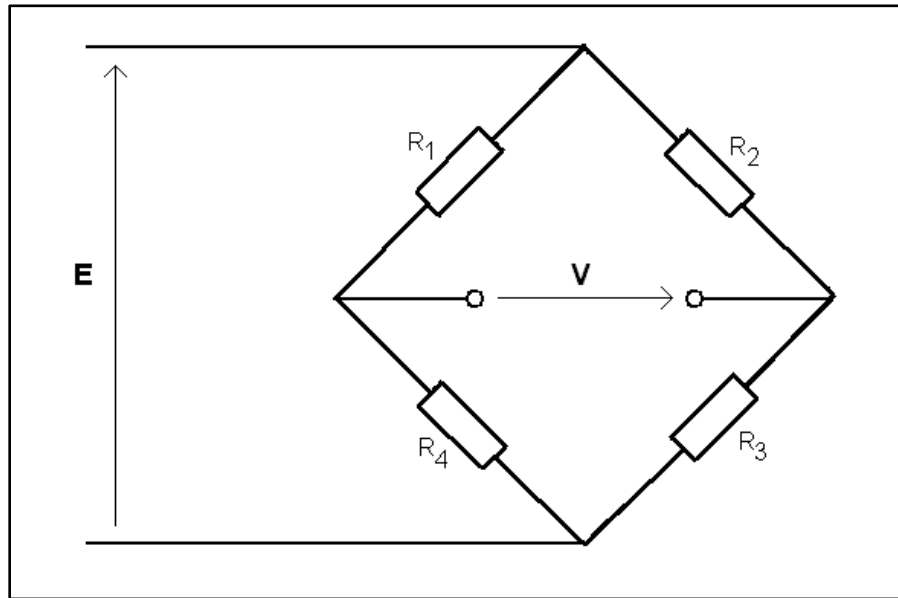


Figure 3.5 : Montage des jauges en pont complet

Le positionnement des jauges dans le tube est illustré Figure 3.6. Pour plus de clarté, un seul pont complet est indiqué sur cette image. Lorsque le tube subit une déformation dans le plan vertical, dans une première approche on a $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = -\varepsilon_2 = -\varepsilon_4 = \varepsilon$. L'Équation (3.16) devient donc :

$$V = \alpha \varepsilon E \quad (3.17)$$

La tension mesurée est donc proportionnelle au déplacement relatif de la jauge. On doit par ailleurs éviter de mesurer les forces agissant perpendiculairement à l'axe des jauges. Même avec des jauges de taille réduite, en prenant l'exemple de la Figure 3.6, si le tube subissait un déplacement dans le plan horizontal, on aurait $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -\varepsilon_3 = -\varepsilon_4 = \varepsilon'$ (avec $\varepsilon' \ll \varepsilon$ pour une force de même amplitude. Dans ce cas, l'Équation (3.16) devient

$$V = 0 \quad (3.18)$$

L'usage du pont complet a donc ce double avantage de multiplier par 2 la sensibilité des mesures mais aussi de limiter les effets transverses dus à la courbure du tube.

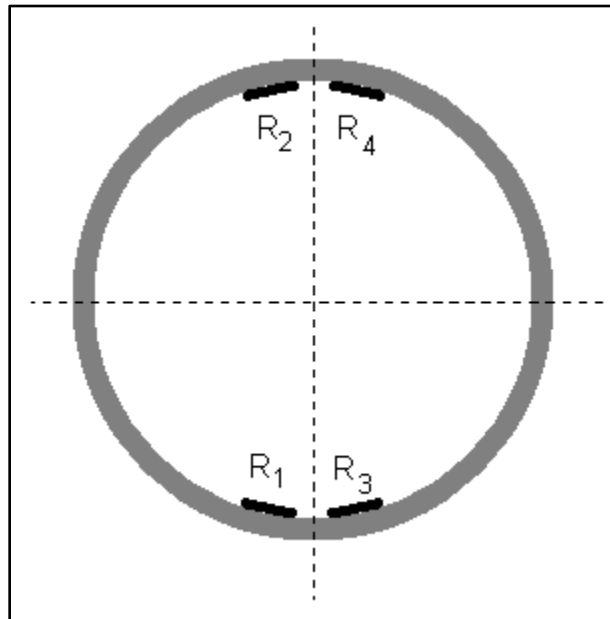


Figure 3.6 : Positionnement des jauges de déformation dans le tube

Un aspect important à prendre en compte est la température. En effet, les jauges de déformation ont une sensibilité qui dépend fortement de la température. Comme les mesures se font en régime dynamique, la stabilité de la jauge en « zéro » n'est pas primordiale, mais s'il y a de gros écarts de température pendant les mesures, le facteur de jauge peut être modifié de façon significative, mais surtout, si l'on atteint une température trop élevée, la jauge peut être endommagée. Comme les jauges sont fixées sur un tube en plastique, la dissipation de chaleur peut être insuffisante. Pour estimer l'écart de température de fonctionnement de la jauge en

régime permanent, on adopte le modèle suivant, illustré Figure 3.7 : la paroi du tube est modélisée par une plaque plane en acrylique d'épaisseur $e = 0.79$ mm, et la dissipation de la chaleur se fait uniquement par l'écoulement diphasique à l'extérieur du tube, dont la température est supposée constante et égale à T_0 . On sait que le profil de température obéit à la loi de Fourier :

$$\mathbf{J} = -\lambda \cdot \nabla T \quad (3.19)$$

où J est le flux de chaleur, λ la conductivité thermique du milieu, et T la température. On suppose que le flux de chaleur est uniforme et dirigé vers l'extérieur du tuyau sous la jauge (Figure 3.7). La distribution de la température est donc linéaire dans la paroi. La puissance dissipée par la résistance de la jauge (supposée uniforme sur celle-ci) vaut $P = \frac{E^2}{4R}$ si $E/2$ est la tension appliquée sur la jauge (selon les notations de la Figure 3.5) et R sa résistance. Si l'on note S la surface de la jauge, alors on a $\|\mathbf{J}\| = \frac{E^2}{4RS}$. De plus, $\nabla T = \frac{T_0 - T}{e}$. L'Équation (3.19) devient alors $\frac{E^2}{4RS} = \lambda \frac{T - T_0}{h}$; on déduit alors l'augmentation de température :

$$T - T_0 = \frac{E^2 \cdot e}{4\lambda \cdot RS} \quad (3.20)$$

Pour avoir un écart de température minimal, la résistance et la surface de la jauge doivent être élevées, et la tension appliquée la plus faible possible. Or les résultats précédents ont indiqués que la jauge devait être petite, et une tension appliquée plus élevée augmentait la sensibilité. Il faut donc trouver un compromis entre ces données pour effectuer des mesures convenables. Pour une jauge de surface 3 mm^2 , une tension $E = 4V$ et une résistance $R=350\Omega$, sachant que pour l'acrylique $\lambda = 0.18 \text{ W/m}^1/\text{K}^{-1}$, on obtient $T - T_0 = 16.7^\circ\text{C}$. Cela peut paraître important, mais cette grandeur est surestimée car en réalité, la dissipation se fait sur une surface plus grande que la seule surface de la jauge. Le facteur de jauge varie d'environ 1% tous les 100°C , ce n'est donc pas gênant pour les mesures, et surtout, la jauge ne peut s'endommager à cause de la température.

Les jauges de déformation choisies pour les mesures ont les mêmes caractéristiques que ce qui a été utilisé dans le calcul précédent.

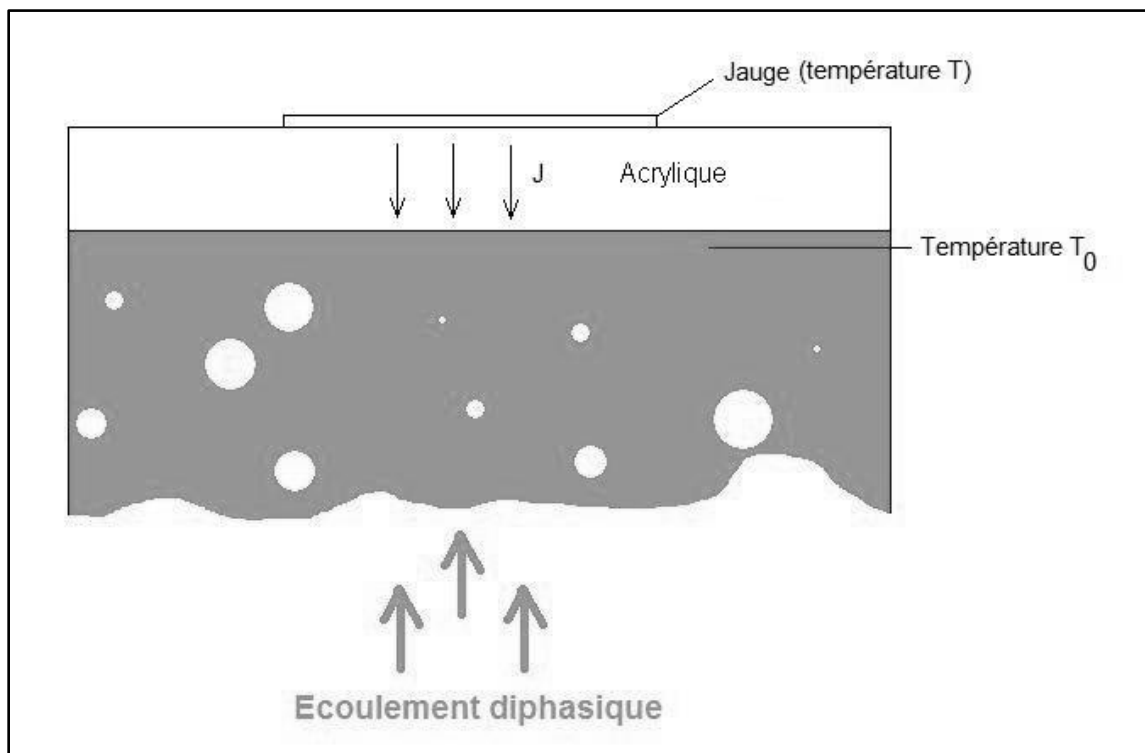


Figure 3.7 : illustration du modèle adopté pour estimer la température de fonctionnement de la jauge

3.3.4. La mesure simultanée de forces agissant sur deux tubes contigus.

Du fait du diamètre réduit des tubes (et donc de la distance entre deux tubes), il est difficile de pouvoir placer plusieurs tubes instrumentés les uns à côtés des autres. En effet, les tubes étant étalonnés pour une position précise d'encastrement, les mesures doivent être effectuées de la même manière. Pour ce faire il convient de placer un embout qui permet de visser le tube sur la paroi. Mais les dimensions restreintes des tubes et surtout de la distance entre deux tubes rendent difficile la possibilité de placer deux tubes consécutivement. Pour pallier à ce problème, un embout particulier a été dessiné, permettant soit de fixer un tube seul dans la paroi, soit de placer plusieurs tubes consécutivement en « emboîtant » les embouts les uns dans les autres. La Figure 3.8 montre plusieurs vues de cet embout ainsi dessiné. Les numéros indiqués correspondent aux parties notables du tube :

- No 1 : Passage des fils électriques reliés aux jauges de contraintes. Il y a deux trous de ce type : un pour le portance, un pour la trainée.

- No 2 : Passage des vis pour la fixation dans la paroi. Il y a 6 trous de ce type par embout, répartis sur trois étages différents.
- No 3 : Trou « d'aération » du tube. Comme les tubes sont soumis à un écoulement contenant de l'eau, si de l'humidité rentre à l'intérieur d'un tube ce trou permet à celle-ci de s'échapper plus facilement.
- No 4 : Plateau du tube. Sur celui-ci sont collés des bornes pour relier les fils électriques fins qui sont reliés aux jauges aux fils plus épais qui sont reliés au système d'acquisition des données.
- No 5 : « poignée » de l'embout. Cet appendice a plusieurs utilités. Il permet d'abord de saisir le tube instrumenté. De plus, il est utilisé pour attacher les fils électriques qui sont soudés sur les pads du plateau, pour éviter de créer trop de tension sur les soudures, et de risquer de les arracher lorsque le tube est manipulé. Il sert enfin de protection aux soudures, notamment lorsque l'on encastre le tube dans la section, il est nécessaire d'utiliser un marteau pour le faire rentrer. Cet appendice permet donc d'éviter d'écraser les soudures avec le marteau lorsque l'on insère le tube instrumenté dans la section d'essais.
- No 6 : trou d'encastrement du tube. Le tube en acrylique est encasté dans ce trou, et fixé à l'aide de colle.

La Figure 3.9 montre le positionnement de plusieurs tubes instrumentés dans la paroi. Ce dispositif permet alors efficacement de placer autant de tubes que désiré les uns à côté des autres sur la paroi de la section d'essai

Grâce à un design rigoureux de la section d'essai et des tubes instrumentés, les expériences peuvent alors être effectuées dans de bonnes conditions. Une photographie d'un tube instrumenté monté est présentée Figure 3.10. Les plans détaillés des assemblages des pièces conçues pour ce projet ainsi que les pièces constituant les tubes instrumentés sont placées en annexe.

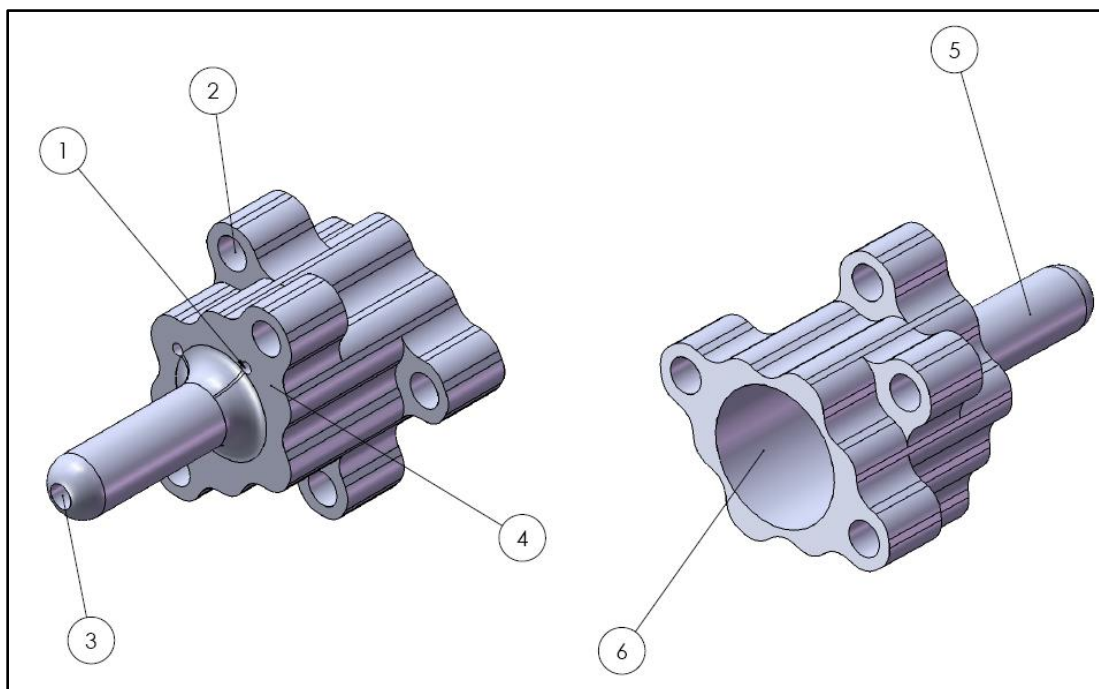


Figure 3.8 : Dispositif de fixation des tubes instrumentés. (a) vue de dessus (b) : vue côté encastrement du tube

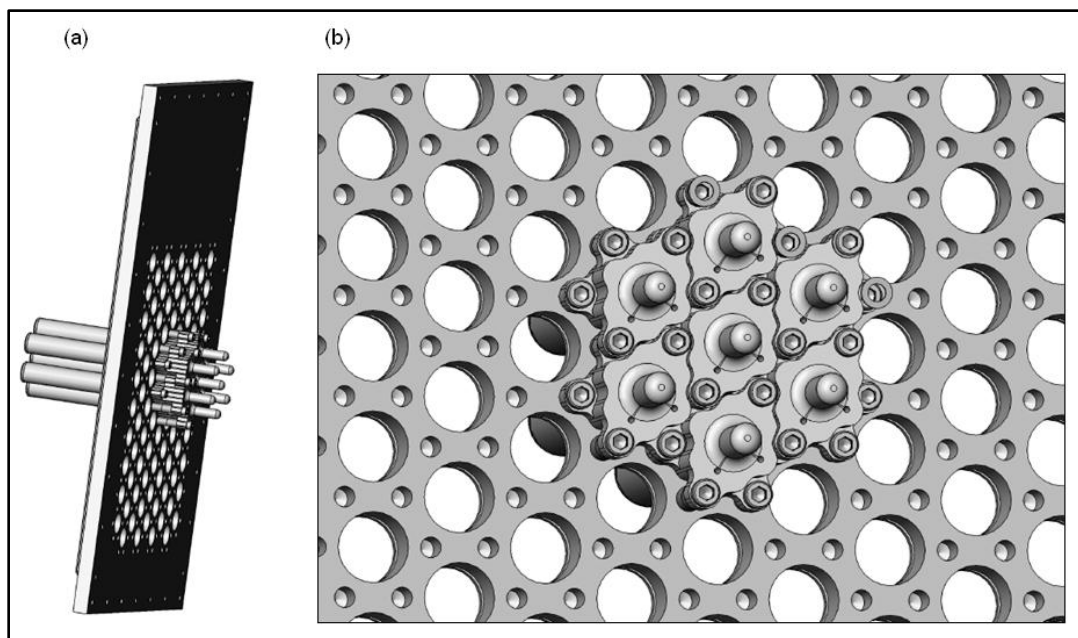


Figure 3.9 : Exemple de fixations des tubes en grappe sur la paroi (a) : Vue de côté de la plaque entière (b) : vue de dessus sur les dispositifs de fixation

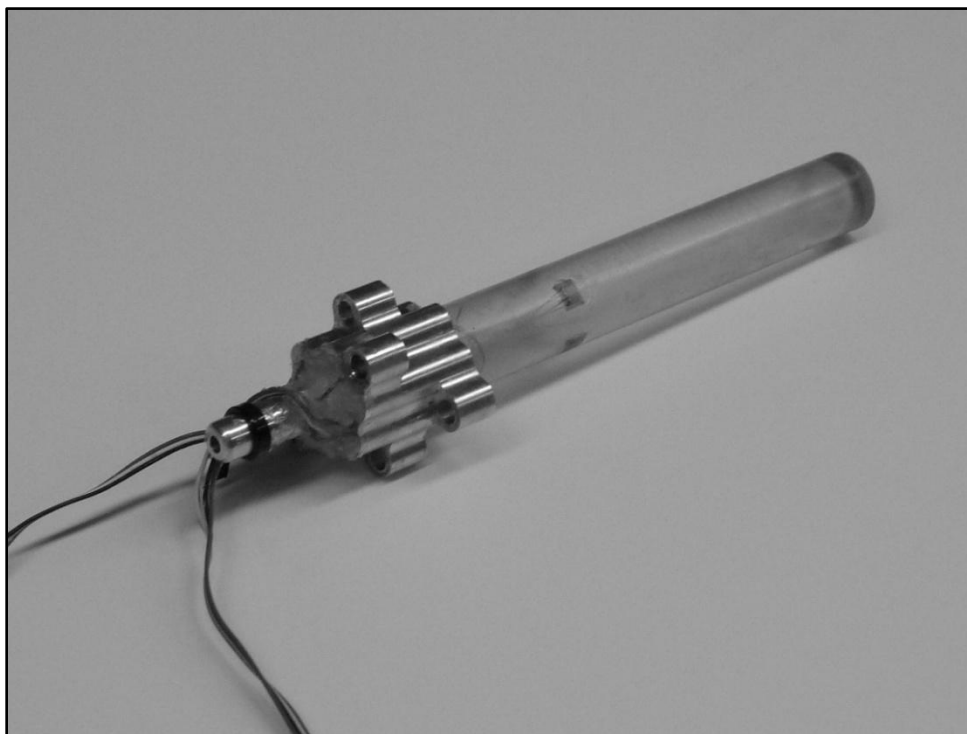


Figure 3.10 : Photographie d'un tube instrumenté prêt à être utilisé.

CHAPITRE IV ARTICLE :

VIBRATION EXCITATION FORCES IN A ROTATED TRIANGULAR TUBE BUNDLE SUBJECTED TO TWO-PHASE CROSS-FLOW

H. Senez

N.W. Mureithi

M.J. Pettigrew

Soumis à *Journal of Pressure Vessel Technology* le 16 juin 2010

4.1. Abstract

Two-phase cross-flow exists in many shell-and-tube heat exchangers. Flow-induced vibration excitation forces due to two-phase flow can cause tube motion that may result in long-term fretting wear or fatigue. Detailed flow and vibration excitation force measurements in tube bundles subjected to two-phase cross-flow are required to understand the underlying vibration excitation mechanisms. Studies on this subject have already been done, providing results on flow regimes, fluidelastic instabilities, and turbulence-induced vibration. The spectrum of turbulence-induced forces has usually been expected to be similar to that in single-phase flow. However, a recent study, using tubes with a diameter larger than that in a real steam generator, showed the existence of significant quasi-periodic forces in two-phase flow. An experimental program was undertaken with a rotated-triangular array of cylinders subjected to air-water cross-flow, to simulate two-phase mixtures. The tube bundle here has the same geometry as that of a real steam generator. The quasi-periodic forces have now also been observed in this tube bundle. The present work aims to understand turbulence-induced forces acting on the tube bundle, providing results on drag and lift force spectra and their behaviour according to flow parameters, and describing their correlations. Detailed experimental test results are presented in this paper. Comparison is also made with previous measurements with larger diameter tubes. The present results suggest that quasi-periodic fluid forces are not uncommon in tube arrays subjected to two-phase cross-flow.

4.2.Nomenclature

A	Test section area (m^2)
C_k	Modal damping coefficient
D	Tube diameter (m)
D_0	Reference tube diameter (m)
D_W	Length scale (m)
EI	Flexural stiffness (N.m^2)
f	Frequency (Hz)
f_0	Reference frequency (Hz)
f_k	Natural frequency of the mode k (Hz)
f_r	Reduced frequency
F_{rms}	R.m.s. force (N/m)
F	Force on the tube (N/m)
g	Gravity acceleration (m.s^{-2})
G_p	Pitch mass flux ($\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$)
G_{pg}	Gas pitch mass flux ($\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$)
H_k	Transfer function of the mode k
K_k	Modal stiffness
l	Tube length (m)
l_0	Reference tube length (m)
M_k	Modal mass
m	Mass per unit of length (kg/m)
P	Pitch (m)
p_0	Reference pressure (Pa)
PSD	Power spectral density ($(\text{N/m})^2\text{s}$)
PSD_E^0	Equivalent power spectral density ($(\text{N/m})^2\text{s}$)
\overline{PSD}_E^0	Dimensionless equivalent power spectral density
$[\overline{PSD}_E^0]_U$	Upper boundary for the Equivalent power spectral density
Q_g	Gas volumetric flow rate (m^3/s)
Q_l	Liquid volumetric flow rate (m^3/s)

q_k	Modal contribution of the mode k (m^2)
R_F	Cross-correlation function ($(\text{N/m})^2\text{s}$)
S	Strouhal number
U_{sg}	Superficial gas velocity (m/s)
U_{sl}	Superficial liquid velocity (m/s)
$\overline{U_g}$	Dimensionless gas velocity
V_∞	Upstream flow velocity (m.s^{-1})
V_p	Pitch velocity (m.s^{-1})
W_g	Gas mass flow (kg.s^{-1})
X	Martinelli parameter
y	Tube displacement (m)
γ	Coherence function
ε	Homogeneous void fraction
ζ_k	Damping ratio of the mode k
λ_c	Correlation length
μ_g	Gas dynamic viscosity (Pas)
μ_l	Liquid dynamic viscosity (Pas)
ρ_g	Gas density (kg.m^{-3})
ρ_l	Liquid density (kg.m^{-3})
Φ_k	Modal shape of the mode k (m^{-1})
ψ	Cross-correlation spectrum ($(\text{N/m})^2$)

4.3. Introduction

Two-phase cross-flow exists in many shell-and-tube heat exchangers. Flow-induced vibration excitation forces can cause tube motion that may result in long-term fretting-wear or fatigue. To prevent such tube failures, designers and troubleshooters must have guidelines that incorporate flow-induced vibration excitation forces.

In single-phase flow, these forces have been measured and analysed extensively. Tube motion can be generated by three kinds of forces: periodic wake shedding, turbulence-induced forces and motion-dependent fluid-elastic forces. Experimental data for different fluids and tube bundles have been satisfactorily compared through the use of adequate data-reduction procedures [1, 2].

These forces are much less well understood in the case of two-phase flow. It is known, however, that there are significant differences between single- and two-phase flow induced forces. It has been shown for instance, that in two-phase flow, well defined Karman vortices do not exist [3]. In cases where a periodicity was observed in two-phase flow, experiments were performed at low void fraction (lower than 25%).

Heilker and Vincent [4] obtained a few force spectra but results concerning random forces have not been extensively analyzed. Taylor et al. [5] measured random force spectra in a tube row subjected to two-phase cross-flow with 30 mm diameter tubes. The spectra obtained showed peaks at low frequency, but these peaks were taken as noise coming from the test section vibration. Only a broad peak in the drag direction has been considered but quasi-periodicity was not underlined. Nakamura et al. [6] also measured the power spectrum density in a tube bundle subjected to pressurized air-water flow, but none of the tests showed obvious quasi-periodic force.

Except for these studies, the literature concerning the random forces in a tube bundle subjected to a two-phase cross-flow do not present data concerning the whole spectrum, but gives data on the power spectral density at a given value of the frequency [5, 7-14].

Taylor and Pettigrew [15] compiled data obtained on two-phase cross-flow induced forces and proposed a guideline for excitation forces. Then de Langre and Villard [8] proposed an upper boundary on random buffeting forces caused by two-phase cross-flow. Those studies have been performed assuming that the spectrum of two-phase cross-flow was quite flat.

However, a recent study [16, 17] using tubes with a diameter larger than that in real steam generators, showed the existence of significant quasi-periodic forces in two-phase flow. An experimental program has therefore been undertaken with a rotated-triangular array of cylinders

of realistic diameter subjected to air/water flow to simulate two-phase mixtures over many flow conditions.

The experiments showed that these unexpected quasi-periodic forces are still present in a tube array having a realistic geometry. This paper presents the above measurements, and aims to understand vibration excitation mechanisms by comparing the present results with those obtained in previous studies [17-19].

4.4.Theoretical considerations

Let $F(x,t)$ be the random force magnitude, depending on both position and time. Since random forces are considered, the forces and the tube displacement $y(x,t)$ cannot be expressed directly. However, it may be a quite reasonable assumption to consider this force Gaussian and ergodic, so the force may be completely characterised by its cross-correlation spectrum, defined (Eq. (4.1)) as the Fourier transform of the cross correlation function (Eq. (4.2)) :

$$\psi(x_1, x_2, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_F(x_1, x_2, \tau) \cdot e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad (4.1)$$

$$R_F(x_1, x_2, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \mathbf{F}(x_1, \tau) \cdot \mathbf{F}(x_2, t + \tau) dt \quad (4.2)$$

The tube displacement can be obtained through the general transverse beam vibration equation:

$$m \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 y(x,t)}{\partial x^4} = F(x, t) \quad (4.3)$$

where m is the tube mass per unit of length and EI its flexural stiffness. Assuming light damping, which is reasonable considering stainless steel tubes in an actual steam generator and two-phase damping (around 5% [20-22]), a modal analysis [1, 6, 11, 13] leads to the following equation:

$$M_k \cdot \ddot{q}_k + C_k \cdot \dot{q}_k + K_k \cdot q_k = \int_0^l \Phi_k(x) \cdot F(x, t) dx \quad (4.4)$$

where $y(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \Phi_k(x) q_k(t)$ and M_k , C_k , K_k are respectively the mass, damping and stiffness of the mode k . With a Fourier transform of this expression, then by using function properties in the Fourier domain leads to the following expression of the mean square displacement [11, 13, 23]:

$$\overline{y^2(x)} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \Phi_k(x) \Phi_l(x) \int_0^{\infty} \frac{H_k(f) H_l^*(f)}{16\pi^4 m^2 f_k^2 f_l^2} \int_0^l \int_0^l \Phi_k(s_1) \Phi_l(s_2) \psi(s_1, s_2, f) ds_1 ds_2 df \quad (4.5)$$

In Eq. (4.5) $H_k(f) = \left[\left(1 - \left(\frac{f}{f_k} \right)^2 \right) + 2i\zeta_k \frac{f}{f_k} \right]^{-1}$ is the complex transfer function of the mode k , with f_k the corresponding frequency and ζ_k the damping ratio. Knowing the modal shapes, the r.m.s. tube displacement can be expressed in terms of the cross-correlation spectrum.

Considering that tubes are subjected to a uniform cross-flow, the fluid force fluctuations are not conveyed along the tubes. Then time (or frequency) and position can be separated in the cross-correlation spectrum expression [1, 6, 23, 24] :

$$\psi(s_1, s_2, f) = PSD(f) \gamma(s_1, s_2, f) \quad (4.6)$$

PSD is the power spectral density, and γ the coherence function. The coherence $\gamma(s_1, s_2, f)$ is defined as:

$$\gamma^2(s_1, s_2, f) = \frac{|\psi(s_1, s_2, f)|^2}{\psi(s_1, s_1, f) \psi(s_2, s_2, f)} \quad (4.7)$$

Au-Yang [23] explains that the coherence has the following characteristics:

- $\gamma(s_1, s_2, f)$ is real
- $\gamma(s_1, s_2, f) \rightarrow 1$ as $s_1 \rightarrow s_2$
- $\gamma(s_1, s_2, f) \rightarrow 0$ as $|s_1 - s_2| \rightarrow \infty$

The coherence, $\gamma(s_1, s_2, f)$, is usually assumed to depend weakly on frequency, in the neighbourhood of a given modal frequency when damping is low. In this case, a generally accepted expression for γ is [1, 2, 23]:

$$\gamma(s_1, s_2) = e^{-\frac{|s_1 - s_2|}{\lambda_c}} \quad (4.8a)$$

In this model, γ does not depend on the frequency and λ_c is the correlation length. If the frequency independence restriction is removed, one can write $\gamma(s_1, s_2, f)$ in the form:

$$\gamma(s_1, s_2, f) = e^{-\frac{|s_1 - s_2|}{\lambda_c(f)}} \quad (4.8b)$$

Presently, experimental data on the correlation length are very scarce, since it is difficult to measure this quantity. According to certain studies [1, 2, 8], the correlation length is supposed to be less than a few tube diameters, but still no accurate data has been provided. Concerning the power spectral density, some experimental data have been analyzed, assuming that random forces in two-phase flow have relatively flat spectra and a small coherence length [4-7, 9-12, 14, 16].

4.5. Experimental Considerations

4.5.1. Test Loop

The experiments were done in an air-water loop to simulate two-phase flows. The water runs in a closed-circuit, including a 2500 l tank and a 25 l/s variable speed pump. Water flow is measured with a magnetic flow meter. A 250 l/s compressed air supply system is connected to the loop as shown in Fig. 4.1. The compressed air is injected below a mixer in order to obtain a homogeneous two-phase mixture in the test section. The loop is operated at room temperature and the pressure in the test section is slightly above the atmospheric pressure.

4.5.2. Test Section

As mentioned above, the bundle geometry is that of a prototypical steam generator. The test section shown in Fig. 4.2 has a rectangular cross section (190.5 mm \times 214.6 mm). It consists of nine columns of ten 17.5 mm diameter cylinders. To limit the effects of the boundary conditions, half-cylinders are installed on the walls of the test section, so that the flow path can be similar to that of a whole steam generator. The pitch-to-diameter ratio, P/D, is 1.42 which corresponds to a 7.4 mm gap between the tubes.

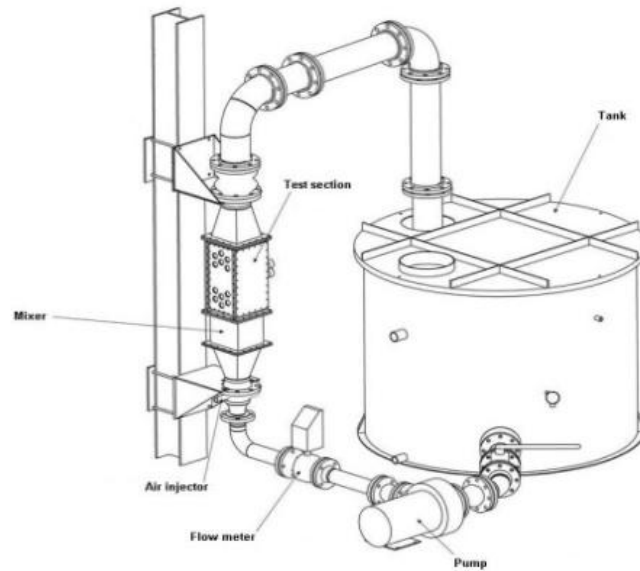


Fig. 4.1: Test loop

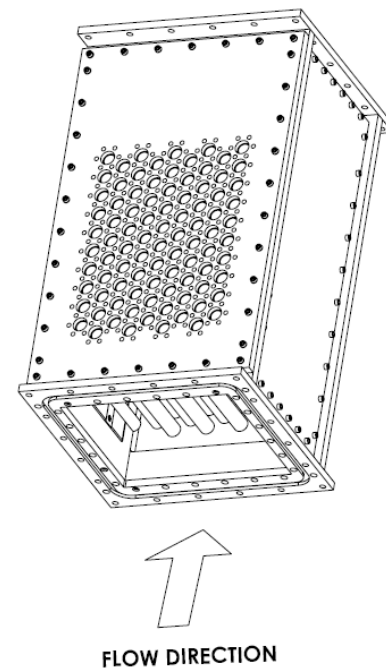


Fig. 4.2: Test section

4.5.3. Instrumentation

Instrumented tubes have been designed to measure flow-induced forces directly. This was achieved with strain gage instrumented acrylic tubes. The tubes are half-length cantilevered

cylinders ($l=93.5$ mm) whose natural frequency in air is around 450 Hz, and 240 Hz in water. For such tubes, the displacement is directly proportional to the applied force at low frequency. An appropriate force spectrum can be obtained below 150 Hz. The tubes are fixed in the test section using newly designed devices as shown in Fig. 4.3 so that several tubes can be clamped next to each other within the limited space available. All tube are attached to the wall of the test section with six screws, so even if the devices are clamped to each other, there is no coupling problems between the tubes in measurements. The positions of the instrumented tubes are shown in Fig. 4.4. Each tube has diametrically opposite double strain gages installed to measure either the drag or the lift forces. For some tubes, both drag and lift forces could be measured simultaneously. The strain gages were connected in a full bridge configuration to a strain indicator. The signals were analyzed on an OROS38 8-32 channels real-time multi-analyser/recorder coupled to a laptop computer. The experiments were performed over a void fraction range from 0% to 90% and a pitch flow velocity from 1.0 to 7.3 m/s. The homogeneous model was used to calculate the two-phase flow parameters.

Zhang et al. [17] performed measurements with 191mm and 95mm length cylinders. The results show that the magnitude of the excitation force per unit of length is very similar for the two kinds of cylinders, which suggests that flow-induced forces in a two-phase cross-flow are spatially correlated along the length of the cylinder. Since the instrumented tube length is quite small here, measurements have been performed in each tube assuming forces are relatively homogeneous.

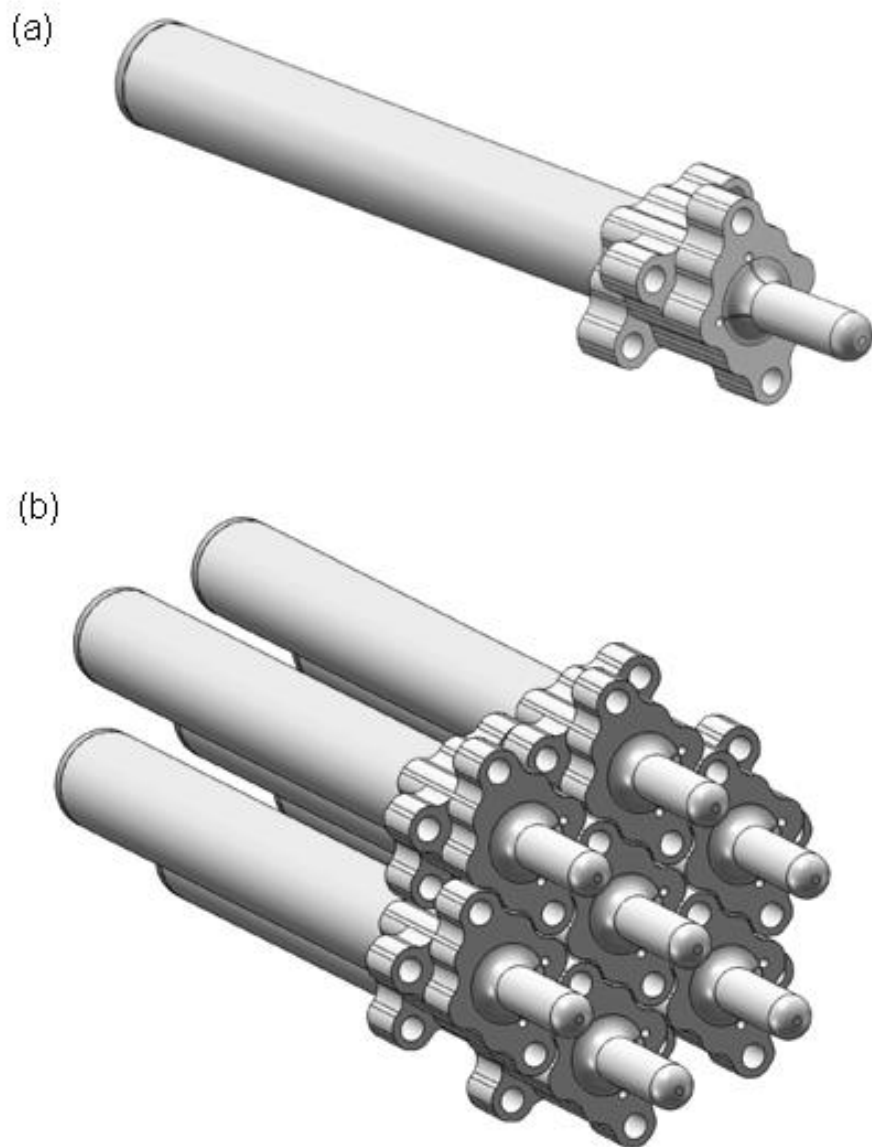


Fig. 4.3: Instrumented tubes (a): single instrumented tube (b): example of a cluster of instrumented tubes

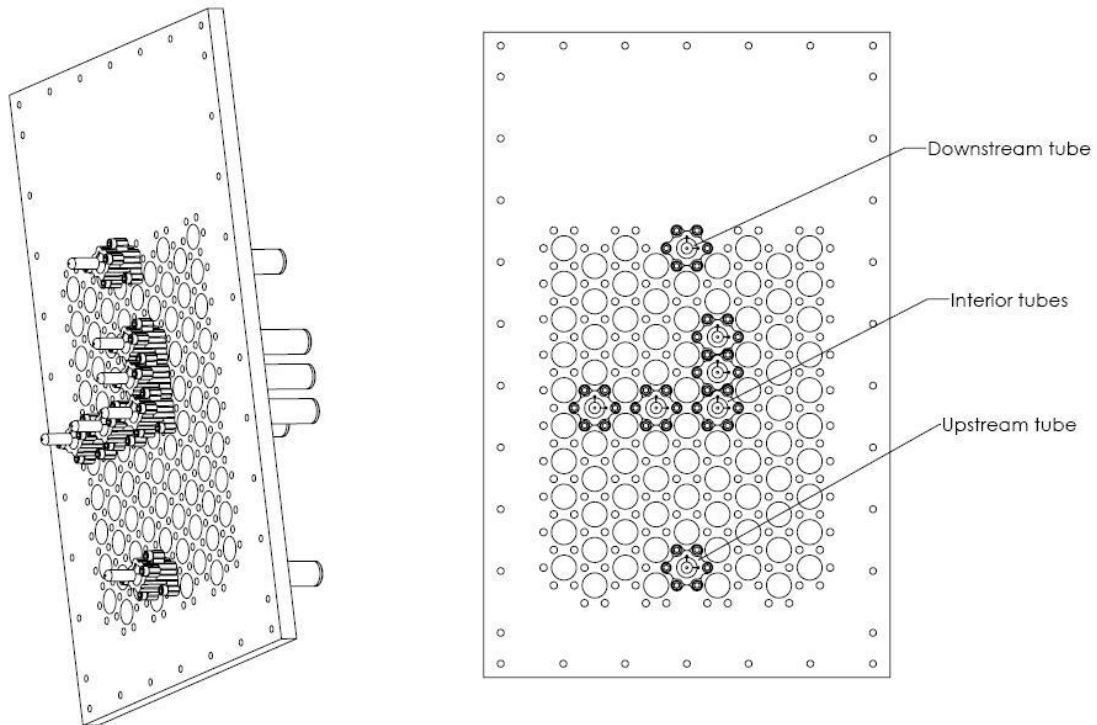


Fig. 4.4: Position of instrumented tubes

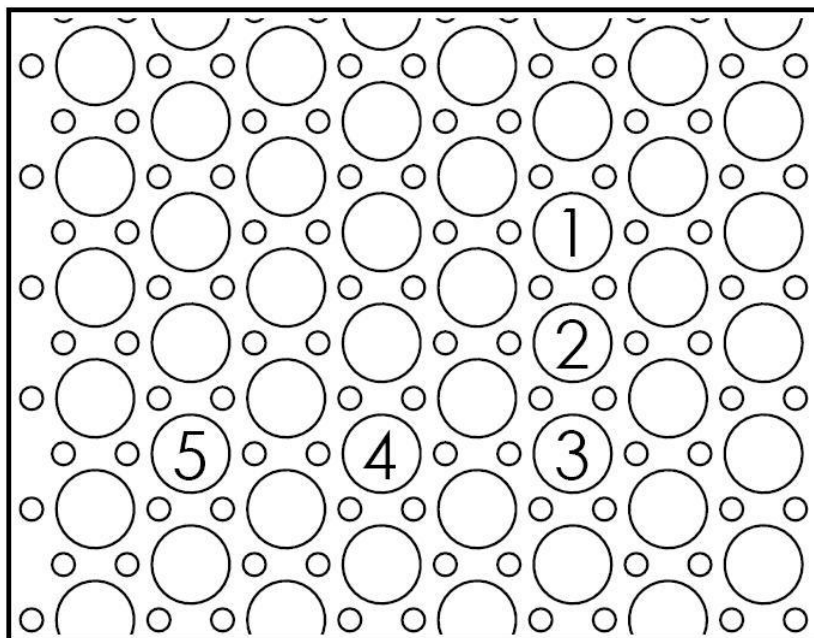


Fig. 4.5: Relative position of instrumented tubes

4.6. Results

4.6.1. Periodic Forces

Typical drag and lift power spectral density plots obtained with the interior instrumented tubes (positions shown in Fig. 4.5) for 70%, 80% and 90% void fraction are presented in Figs. 4.6-4.8. In order to reduce the noise in the spectra, each curve is an average of the spectra calculated for three different interior tubes. V_p is the pitch velocity, defined as $V_p = \frac{P}{P-D} V_\infty$ where V_∞ is the upstream flow velocity. Zhang et al. [17] showed the existence of quasi-periodic forces in two-phase cross-flow for the same array geometry but with larger diameter tubes. These forces are significant in both drag and lift directions. The power spectral density plots of Figs. 4.6-4.8 show two kinds of quasi-periodic forces. A broader peak is present in most measurements, and a second sharper peak, at lower frequencies is present only above a certain flow velocity. The sharp peak might be thought to be related to test section vibration. However, it appears at very different flow velocities depending on the force directions. Besides, Zhang et al. [18] measured sharp low frequency signals in the two-phase flow with an optical probe, so these sharp peaks seem to be related to actual forces caused by the flow. At 80% void fraction (Fig. 4.7), this peak appears around 5.5 m/s in the lift direction and 1.5 m/s in the drag direction. At 70% void fraction (Fig. 4.6), the two kinds of peaks are present and their amplitude have the same order of magnitude. When the void fraction increases, the sharp peak becomes less significant in the lift direction but it is larger in the drag direction. The broad peak amplitude has the same order of magnitude in the lift direction at 70% and 80% void fraction, and it is lower at 90% void fraction. At a given void fraction and flow velocity, this peak amplitude has the same order of magnitude in the drag direction.

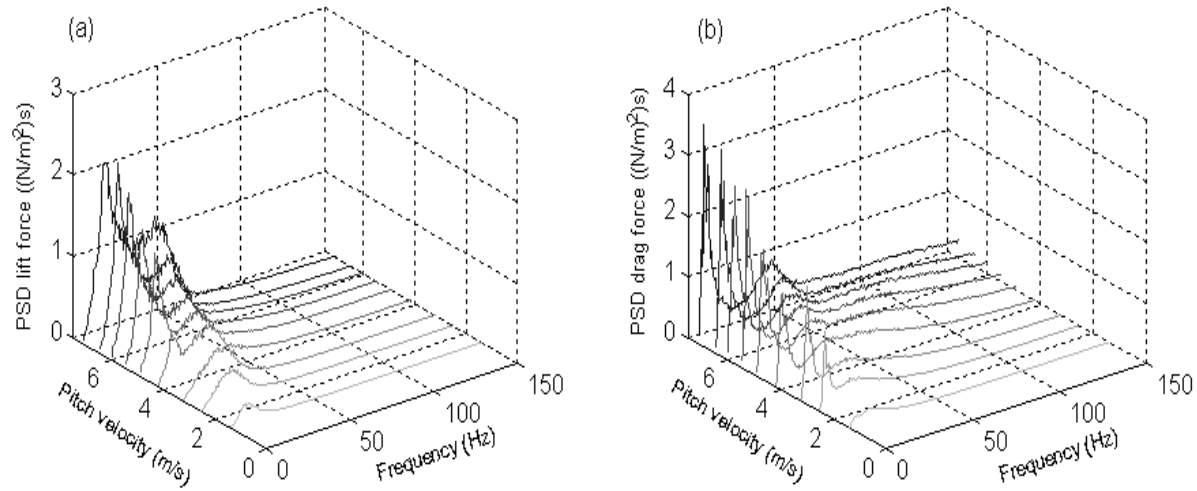


Fig. 4.6: Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 70% void fraction. (a): lift force PSD (average spectra tubes 1-3), (b): drag force PSD average spectra tubes 3-5).

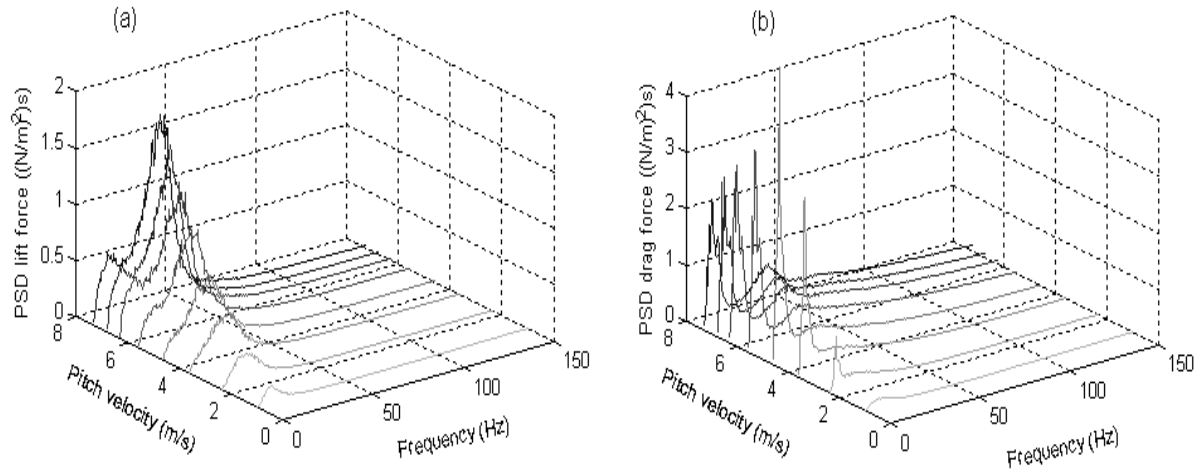


Fig. 4.7: Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 80% void fraction. (a): lift force PSD (average spectra tubes 1-3), (b): drag force PSD average spectra tubes 3-5).

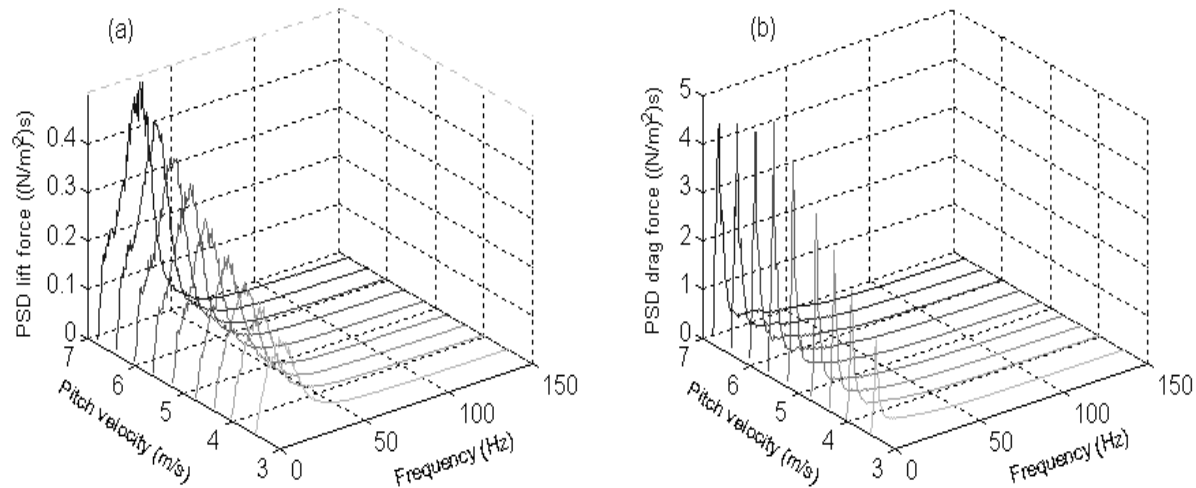


Fig. 4.8: Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 90% void fraction. (a): lift force PSD (average spectra tubes 1-3), (b): drag force PSD average spectra tubes 3-5).

Figs. 4.9-4.11 present the mean frequency of the higher peak plotted versus pitch velocity, for 70%, 80% and 90% void fractions. For 80% and 90% void fraction, the frequency mainly corresponds to the sharp peak in the drag direction, and to the broad one in the lift direction. However, Fig. 4.6 shows that at 70% void fraction, the broad peak is larger in the drag direction at low flow velocity. The sharp peak is larger in the lift direction at higher flow velocity. Then in Fig. 4.9, the two first points in the drag direction represent the frequency of the broad peak, and then the sharp peak. In the lift direction, until 4 m/s pitch flow velocity, the plots are related to the broad peak and for $V_p > 4$ m/s, the plots are related to the sharp peak.

The frequencies of the broad peak are proportional to the pitch velocity, with a Strouhal number ($S=f.D/V_p$) $S = 0.109$ for 70% void fraction, $S = 0.0873$ for 80% void fraction, and $S = 0.0624$ for 90% void fraction. Taylor [14] proposed a frequency scaling procedure taking into account the void fraction by dividing the frequency by $\sqrt{1-\varepsilon}$. In the present case, $S/\sqrt{1-\varepsilon}$ is respectively 0.199, 0.195, and 0.197 for 70%, 80% and 90% void fraction. These three values are very close to each other, which means that Taylor's scaling factor based on void fraction is appropriate.

The sharp peak has a nearly constant frequency in the drag direction, depending neither on the flow velocity nor on the void fraction. Its frequency remains generally between 3 and 4 Hz.

However, in the lift direction, Fig. 4.9 shows that the sharp peak has a higher frequency than in the drag direction, and its frequency increases with the flow velocity. The Strouhal number related to this peak is very low, $S = 0.01$.

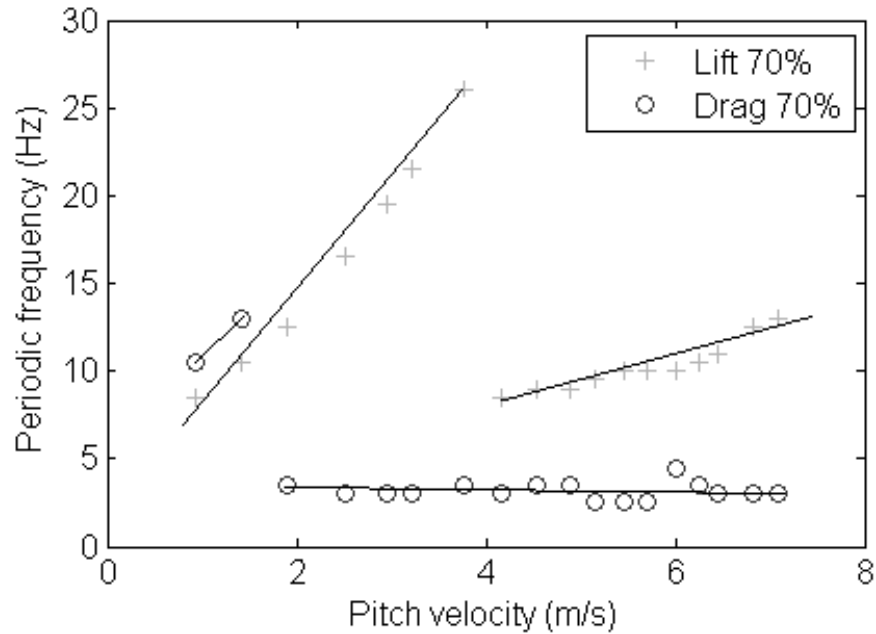


Fig. 4.9: Relationship between main peak frequency and pitch velocity for 70% void fraction

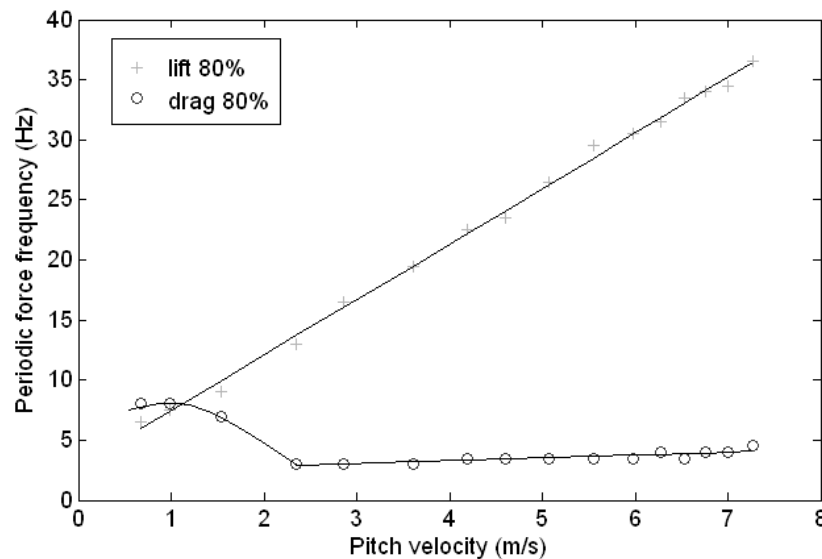


Fig. 4.10: Relationship between main peak frequency and pitch velocity for 80% void fraction

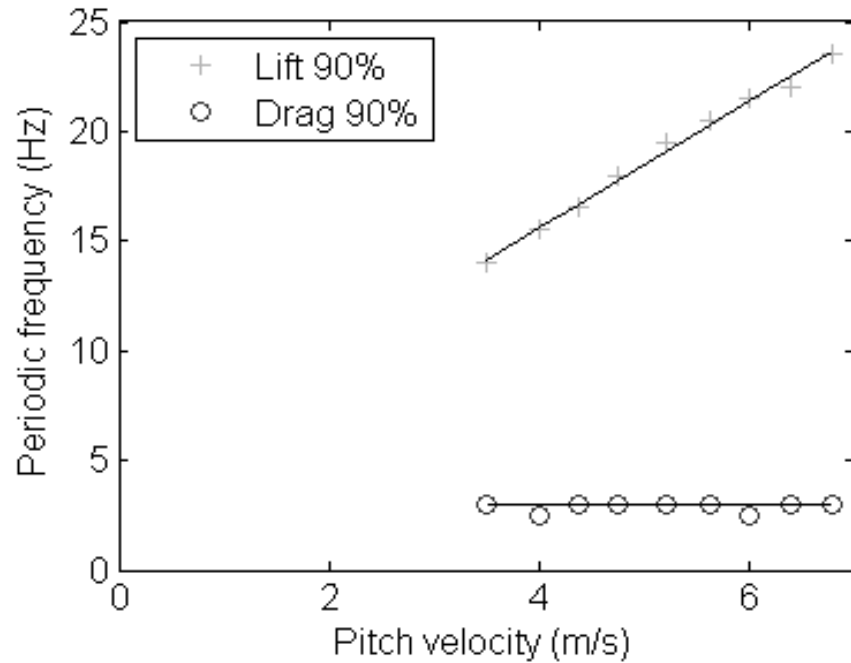


Fig. 4.11: Relationship between main peak frequency and pitch velocity for 90% void fraction

4.6.2. R.m.s. Forces

As shown in Figs. 4.6-4.8, the drag forces are larger than the lift forces. However, they remain within the same order of magnitude. R.m.s. drag and lift forces are presented in Figs. 4.12-4.14, for the measurements corresponding to those presented in Figs. 4.9-4.11 for 70%, 80% and 90% void fraction. It appears that the forces are correlated to the mass flux with the relationship $F_{rms} = a \cdot G_p + b$. The values of a and b for both drag and lift directions at each void fraction are given in Table 4.1. The slope increases with the void fraction, especially in the drag direction. The linearity is less obvious in the drag direction for mass fluxes above $1800 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ at 70% void fraction and $1000 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ at 80% void fraction. This phenomenon may also exist at 90% void fraction; however, present measurements do not reach a sufficiently high mass flux at this void fraction. This loss of linearity may be caused by the different behaviour of the drag and the lift forces: the force with the narrow peak is more important in the drag direction.

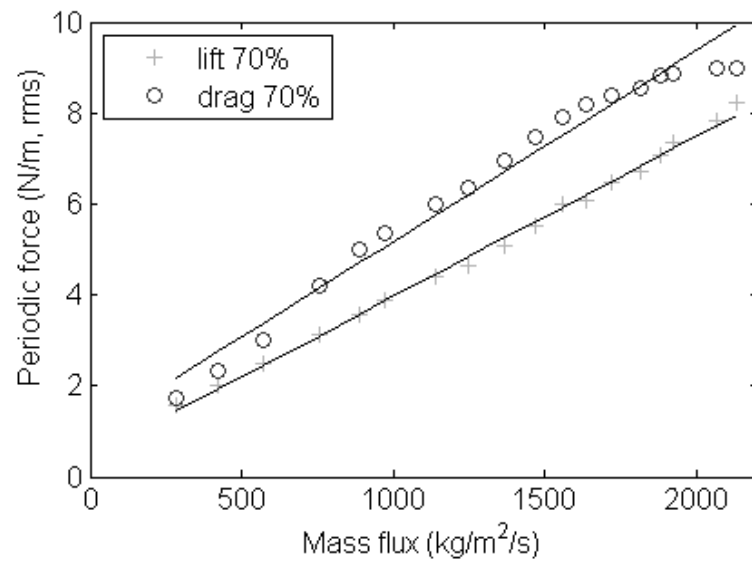


Fig. 4.12: Relationship between r.m.s. periodic forces and mass flux for 70% void fraction

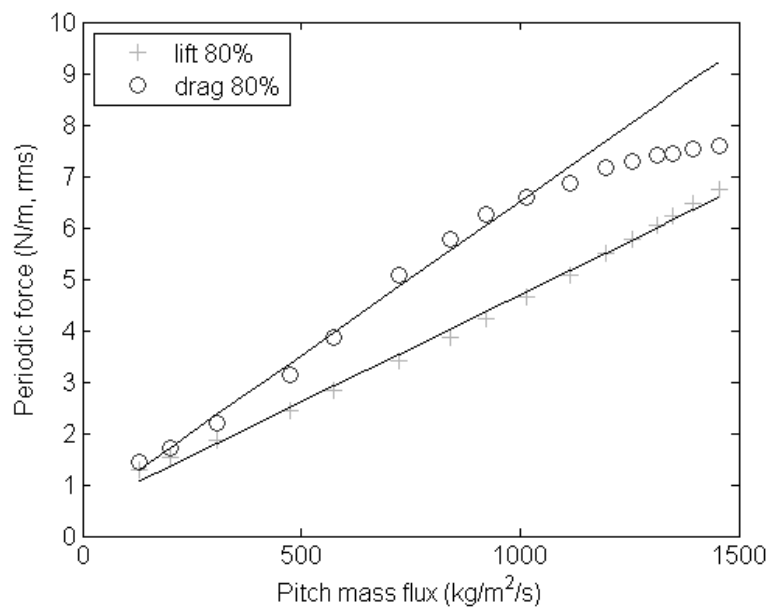


Fig. 4.13: Relationship between r.m.s. periodic forces and mass flux for 80% void fraction

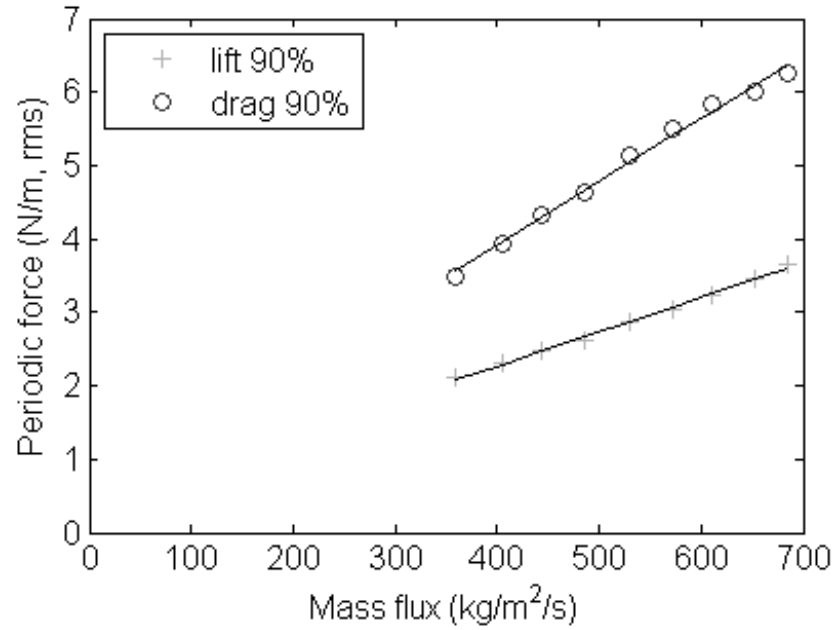


Fig. 4.14: Relationship between r.m.s. periodic forces and mass flux for 90% void fraction

Table 4.1: Coefficients relating the r.m.s. force and the mass flux

Direction	Coefficient	70% void fraction	80% void fraction	90% void fraction
Lift direction	a (m ² /s)	0.0035	0.0042	0.0047
	b (N/m)	0.453	0.532	0.394
Drag direction	a (m ² /s)	0.0042	0.0060	0.0086
	b (N/m)	0.981	0.524	0.486

4.6.3. Effect of Tube Position

There are no significant differences between the excitation force PSDs of the different interior tubes (tubes 1-5 in Fig. 4.5) for the same test conditions. However, Figs. 4.15-4.16 show noticeable differences between the spectra for interior, downstream and upstream tubes, for a test performed at 80% void fraction and 6.8 m/s pitch velocity. Table 4.2 shows r.m.s. forces

measured in the drag and lift directions for each tube. In the lift direction, the interior tube is clearly subjected to larger forces. For this tube, the two types of quasi-periodic forces are present, as expected from Fig. 4.7 data. On the other hand, the upstream tube lift spectrum shows a sharp quasi-periodic drag force frequency peak at 6 Hz and a smaller broad peak at higher frequency. Its mean frequency is higher than that for the interior tube (44 Hz for the upstream tube instead of 35 Hz for the interior tube). Of the three principal tube positions, the downstream tube is subjected to the lowest forces. There is no significant sharp quasi-periodic force at low frequency for this tube. However, the tube seems to be subjected to a broad quasi-periodic force at the same frequency as that of the interior tube. Other tests performed for various velocities and void fractions from 70% to 90% show the same characteristics. The vibration spectra of the tubes in different position appear to be different whether in the lift or the drag direction. Indeed, the upstream tube is subjected to larger drag forces. It shows a significant sharp peak at low frequency. However, this frequency is higher than that for the interior tube. There is no significant second quasi-periodic force for the upstream tube, whereas there is for the interior tubes. The downstream tube is also subjected to the lowest drag force. The spectrum is similar to that for the interior tube. However, there is no second quasi-periodic force peaks. These observations have also been confirmed with other tests performed between 70% and 90% void fraction. The results of the relative force magnitudes as a function of tube position are in agreement with Zhang et al.'s results [17].

Table 4.2: Drag and lift r.m.s. forces measured for each tube, for an 80% void fraction and 6.8 m/s pitch velocity

	Upstream	Interior (tube n°3)	Downstream
Drag force r.m.s. (N/m)	7.8	7.2	5.6
Lift force r.m.s. (N/m)	4.6	5.7	2.4

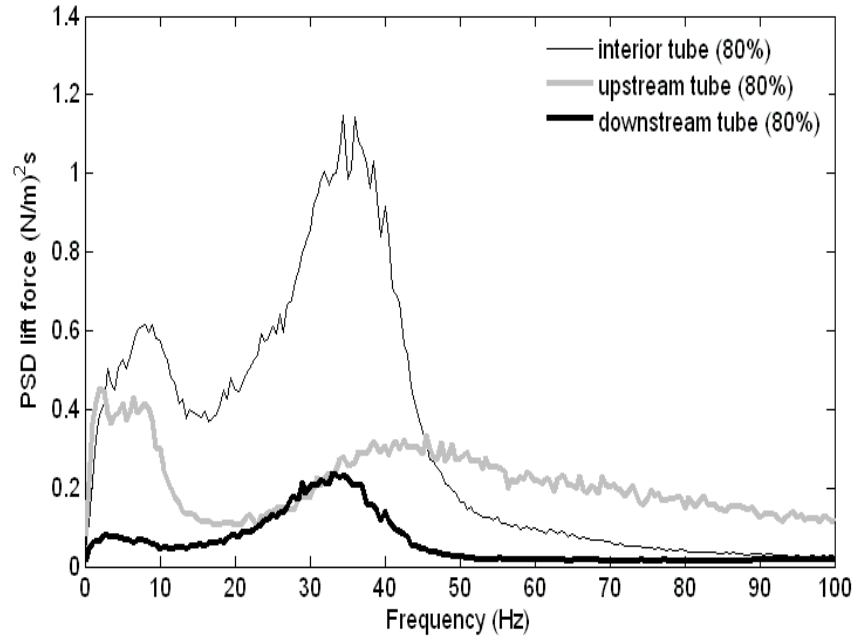


Fig. 4.15: Comparison of lift force PSDs obtained for upstream, interior and downstream tubes for 80% void fraction at 6.8 m/s pitch velocity

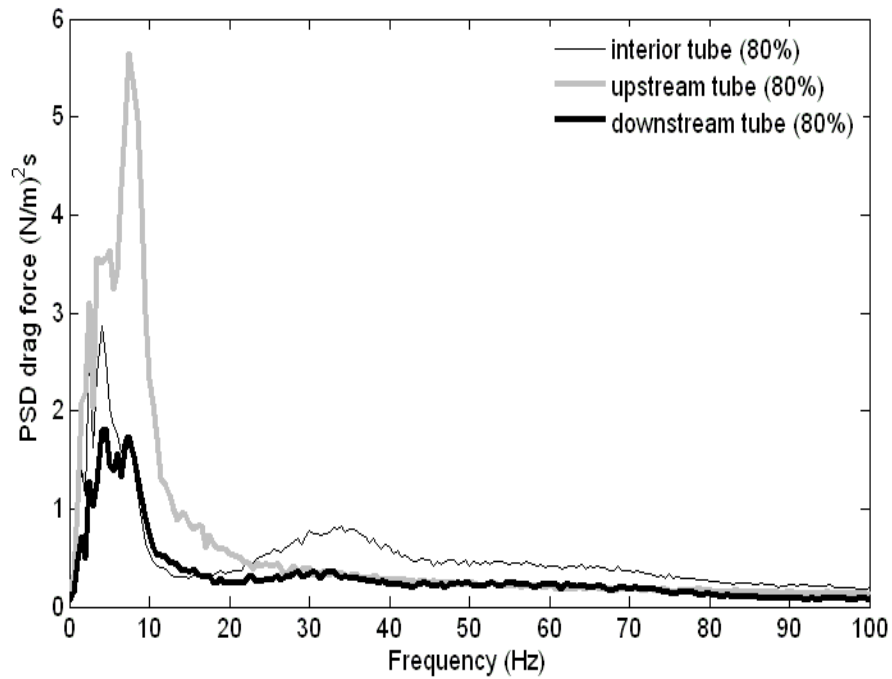


Fig. 4.16: Comparison of drag force PSDs obtained for upstream, interior and downstream tubes for 80% void fraction at 6.8 m/s pitch velocity

4.6.4. Correlations between Vibration excitation Forces

Force coherences have also been obtained for the interior tubes. In order to obtain the coherence between two tubes, Eq. (4.7) has been used, where the positions s_1 and s_2 are approximated by the mean positions of the two tubes (depending of the direction of the coherence considered). s_1 and s_2 are supposed to be fixed values for each tube. According to Eqs. (4.1-4.2), the cross-correlation function is then equal to the cross power spectral density calculated between the signals measured on the two tubes.

Fig. 4.5 indicates the position of each tube. The gap between the tubes is 43.0 mm in the transverse direction and 24.6 mm in the flow direction. Figs. 4.17-4.20 show the coherence between lift and drag forces for Tubes 1-2-3 and Tubes 3-4-5. Unfortunately, because of technical problems the coherence graphs are made from data coming from two different experiments: 80% void fraction and 6.8 m/s pitch flow velocity (Fig. 4.17, 4.20) and 70% void fraction and 6.5 m/s pitch flow velocity (Figs. 4.18, 4.19). However, the void fraction and the pitch flow velocity are sufficiently close so that the four graphs can be compared to each other.

The global behaviour of the coherence spectra appears to confirm Nakamura et al.'s and Heilker et al.'s results [4, 6]. Unlike the model proposed in Eq. (4.8a), the coherence graphs show a strong dependence on the frequency. But the model can still be used considering the correlation length λ_c to be dependent on frequency (Eq. (4.8b)). As expected, the pairs of tubes separated by the same distance show no significant difference in coherence. However, as expected, the coherence decreases with the distance between the tubes. The correlation between two adjacent tubes in a column is very strong (Figs. 4.17-4.18), particularly in the drag direction, where two adjacent tubes have more than 90% coherence up to 150 Hz. In the lift direction, the coherence is above 90% up to 40 Hz, and then it decreases. Within a row of tubes, the forces are less well correlated. This was expected since the distance between tubes in the transverse direction is larger than in the flow direction, but above all because of the rotated-triangular configuration, which tends to isolate each column of tubes. In the lift direction (Fig. 4.19), the coherence is very small at very low frequencies (below 4Hz). It then increases to reach 90% at 12 Hz, followed by a rapid decrease. Thus, there is low coherence for frequencies corresponding to the broad quasi-periodic force. Similar coherence trends have been obtained by Zhang et al. [17]. In the drag

direction (Fig. 4.18, 4.20), low-frequency forces (below 10 Hz) are well correlated, and, interestingly, the low-frequency coherence is still strong between Tubes 3-5. Above 10 Hz, the transverse coherence decreases very quickly with frequency.

These results indicate that low-frequency forces are well correlated in all directions, while the higher-frequency quasi-periodic forces are well correlated along the tube columns (in the flow direction) but not in a tube row (perpendicular to the flow direction). Other tests performed at various void fractions and flow velocities show that the coherence increases with flow velocity and with void fraction.

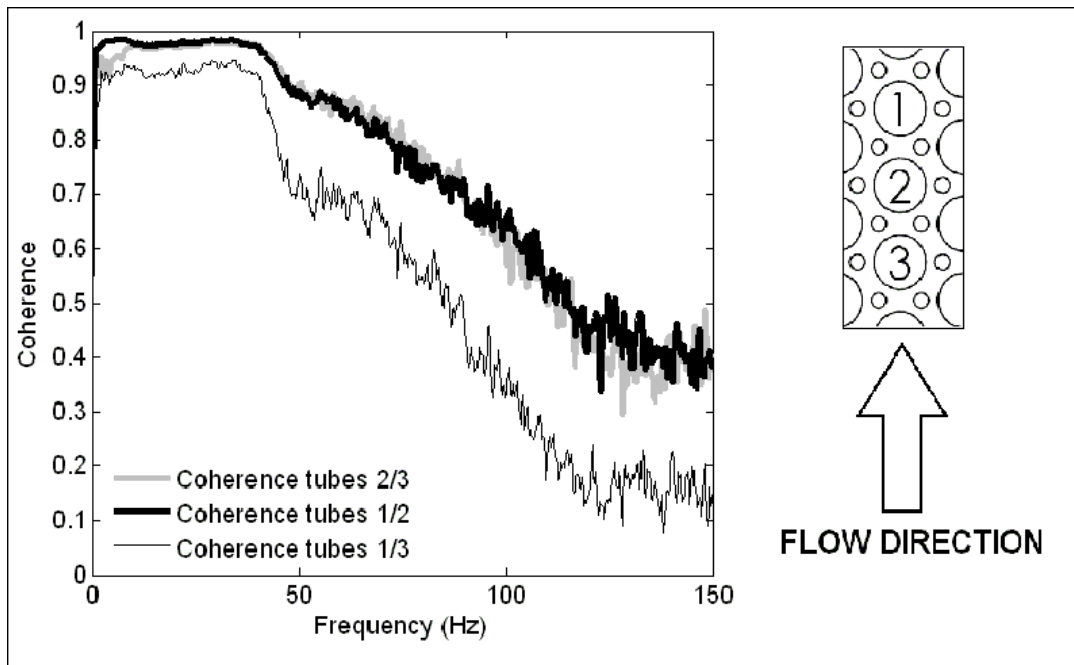


Fig. 4.17: Inflow coherence in lift direction – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity

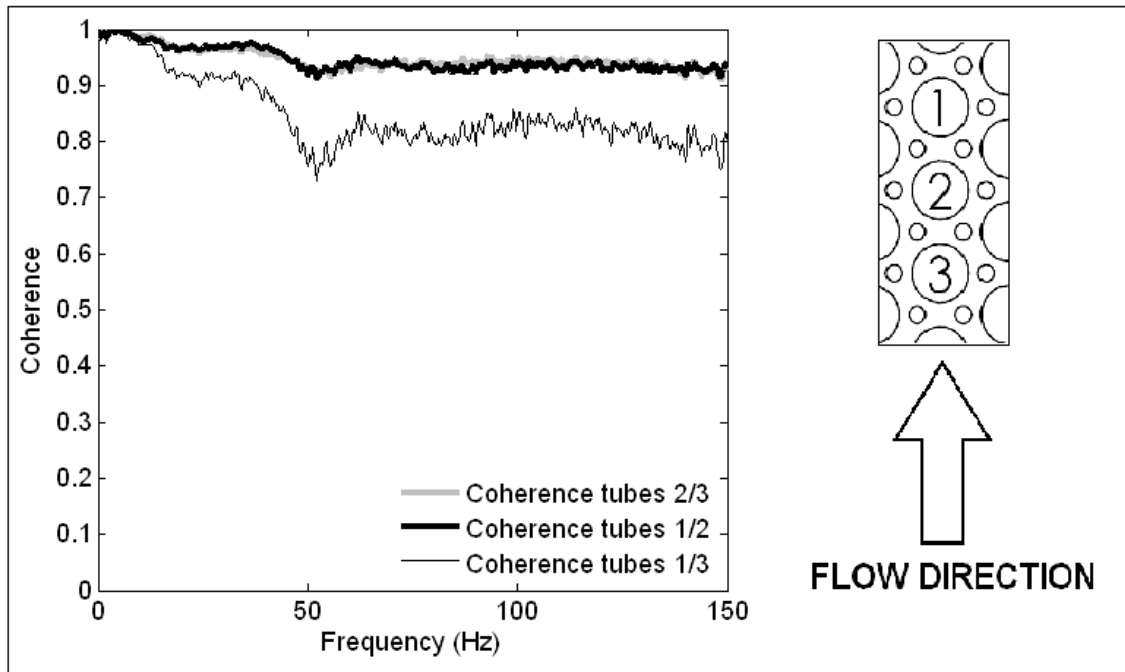


Fig. 4.18: Inflow coherence in drag direction – void fraction 70% and 6.5 m/s pitch flow velocity

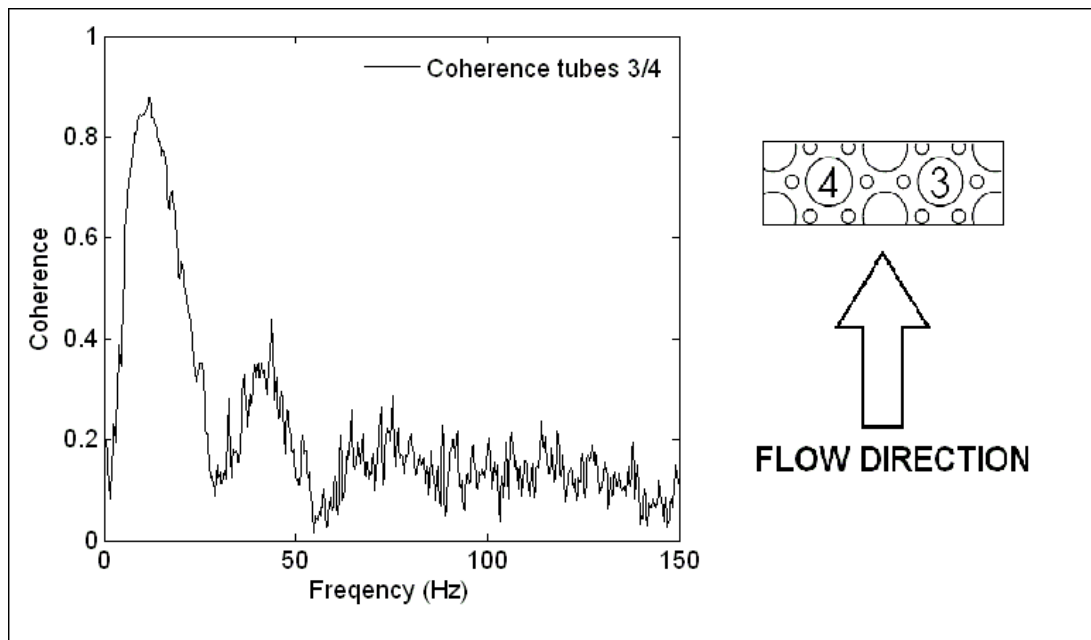


Fig. 4.19: Transverse coherence in lift direction – void fraction 70% and 6.5 m/s pitch flow velocity

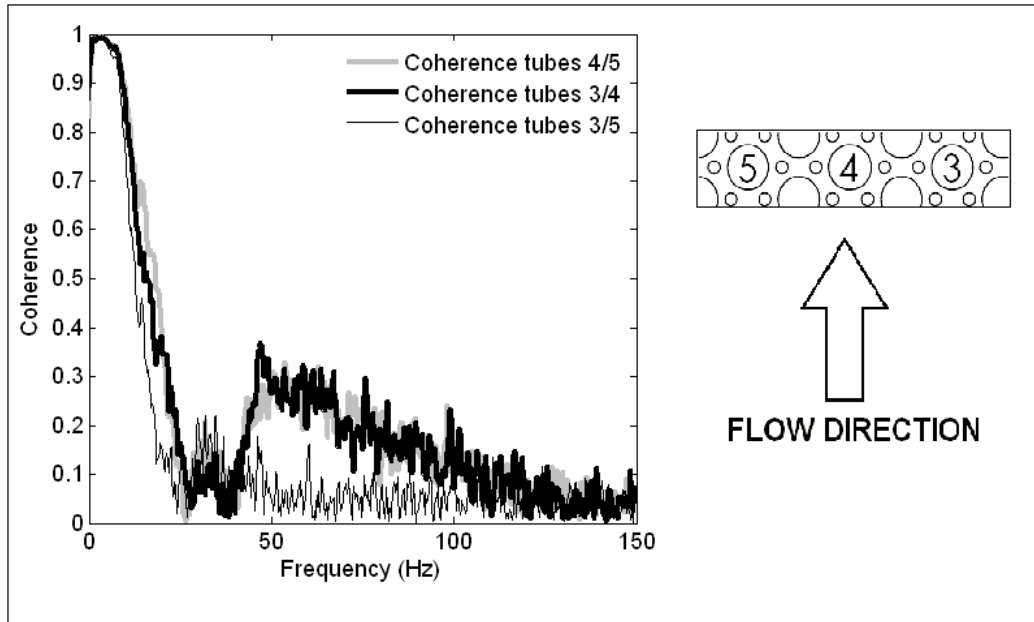


Fig. 4.20: Transverse coherence in drag direction – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity

Fig. 4.21 shows both the drag and lift coherence between two half-length cylinders located end-to-end, as shown in the picture in the graph. The coherence spectra appear very similar, but there is still better coherence (almost 100%) in the drag direction for 0-10 Hz frequencies.

The drag and lift forces are not significantly correlated, as seen in Fig. 4.22. While potentially a two-phase flow force could act in both directions in the same way, this graph confirms that drag and lift forces have to be taken into account separately, as suggested by Zhang et al. [18], since the underlying mechanisms are different.

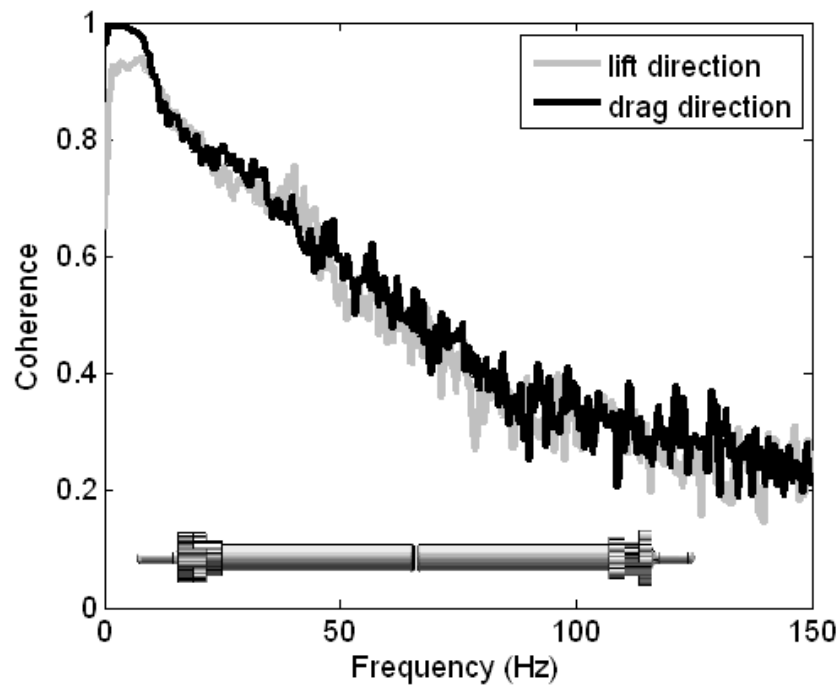


Fig. 4.21: Coherence between two end-to-end half cylinders located in position 3 – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity

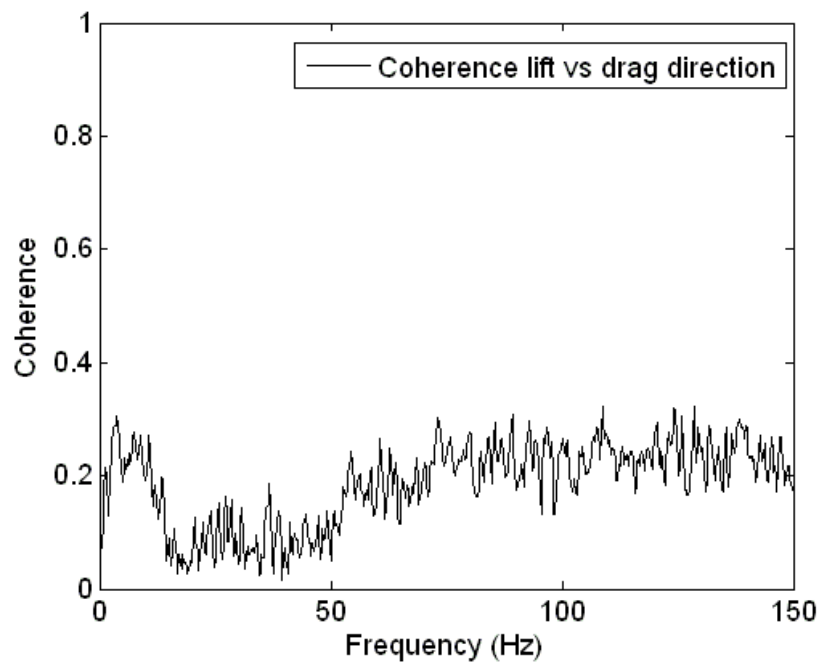


Fig. 4.22: Coherence between drag and lift forces on one single tube – void fraction 80% and 6.8 m/s pitch flow velocity

4.7. Discussion

4.7.1. Spectra Shapes

The power spectral densities for 80% void fraction and 7 m/s pitch velocity are compared with those obtained by Zhang et al. [17] at the same void fraction and flow velocity. Since measurements have been performed using tubes of different sizes, the PSD spectra are expressed in $(\text{N/m}^2)^2\text{s}$ so that different curves can be compared. The curves obtained are presented in Fig. 4.23. For both kinds of tubes, in the lift direction the “broad peak” is predominant, and in the drag direction, the sharp one is larger, nevertheless the broad peak is noticeable. In the lift direction (Fig. 4.23 (a)), the forces have a comparable magnitude. The frequency is lower for the larger tube than for the smaller tube used in present tests, which means that the frequency of the broad peak depends on the tube diameter, as in single-phase flow. Moreover, the peak is sharper for the larger tube. In the drag direction (Fig. 4.23 (b)), the magnitude of the peak of the larger tube is much larger than for the smaller tube. The frequencies of the sharp peak are equal for both tubes. The broad peaks have a similar behaviour as in the lift direction: for the larger tube, the amplitude is larger, but it remains in the same order of magnitude. The frequencies of the broad peak are close to those in the drag direction.

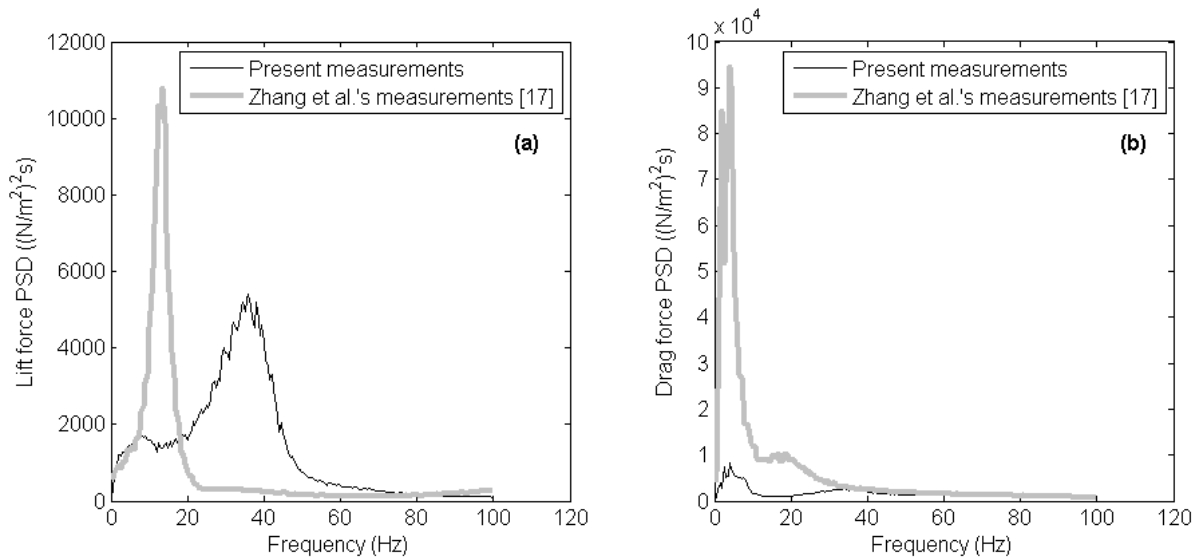


Fig. 4.23: Comparison between present PSDs obtained and Zhang et al.'s [17] obtained with large tubes at 80% void fraction and 7 m/s pitch flow velocity – (a): lift direction – (b): drag direction

4.7.2. Periodic Force Frequencies

The results presented in Fig. 4.10 are compared to Zhang et al.'s results [17] for the experiments performed with 80% void fraction. To compare these data which are obtained with a different bundle geometry, the lift data is presented in Fig. 4.24 in terms of a Strouhal number. In the lift direction, both experiments have comparable Strouhal numbers. In the drag direction, the frequencies presented in Fig. 4.25 are directly comparable without normalising with a Strouhal number. In these experiments the lift frequencies are mostly related to the larger peak, while the drag frequencies correspond to the sharp low frequency forces. This can explain the difference in behaviour between the two kind of quasi-periodic forces. It suggests that drag direction force is not dependent on the bundle geometry. These results confirm the observations made in the comparison between the spectra obtained.

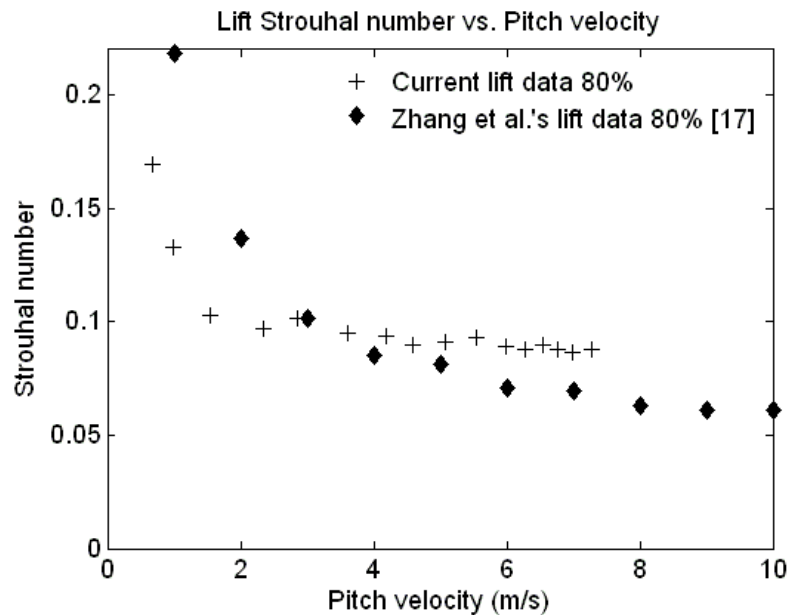


Fig. 4.24: Comparison of Zhang et al.'s Strouhal numbers obtained in the lift direction [17] with the present results, tests performed with 80% void fraction

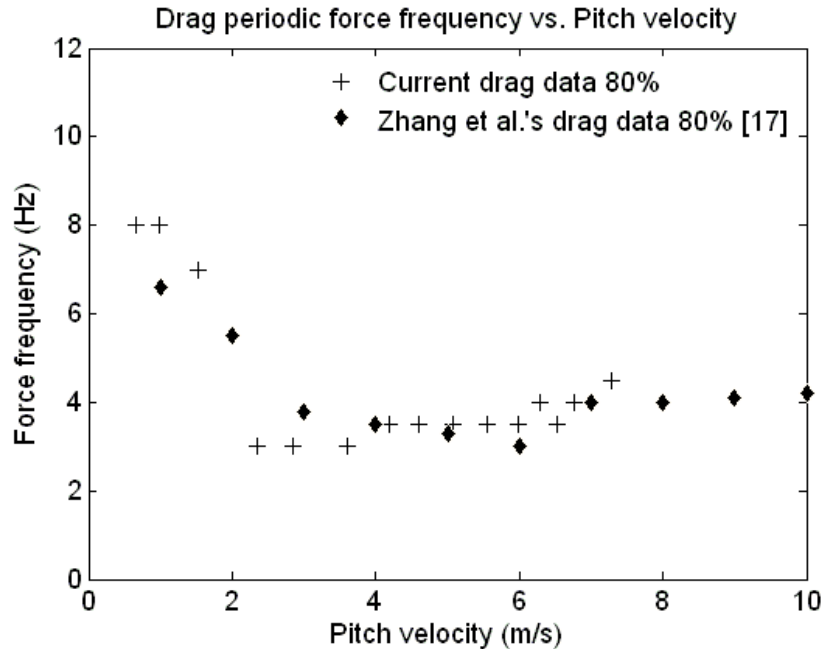


Fig. 4.25: Comparison of Zhang et al.'s frequencies obtained in the drag direction [17] with the present results, tests performed with 80% void fraction

4.7.3. R.m.s. Forces

The results presented in Fig. 4.13 plotting the r.m.s. forces versus the pitch mass flux are compared with results obtained with tubes having a larger diameter. In order to do this properly, the forces are divided by the tube frontal area so they are expressed in terms of force per unit area (N/m^2). The results obtained for 80% void fraction in the lift and drag direction are plotted in Figs. 4.26-4.27. In the lift direction, the forces have the same order of magnitude. Fig. 4.23 was obtained for 80% void fraction and 7 m/s pitch velocity, which corresponds to a $1400 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ pitch mass flux. The results from Fig. 4.26 confirm the results obtained in Fig. 4.23. At low mass flux ($G_p < 700 \text{ kg/m}^2/\text{s}$), the r.m.s. force obtained with the larger tubes is larger than that obtained in present results. For $G_p > 700 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, both values have the same order of magnitude (less than 20% difference), and at high mass flux, the data appear to have a similar slope. In the drag direction, the r.m.s forces obtained with larger tubes are always larger than those measured in the present study, especially for high mass flux, which confirms the results presented in Fig. 4.23. The force per unit area appears to depend on the size of the tube.

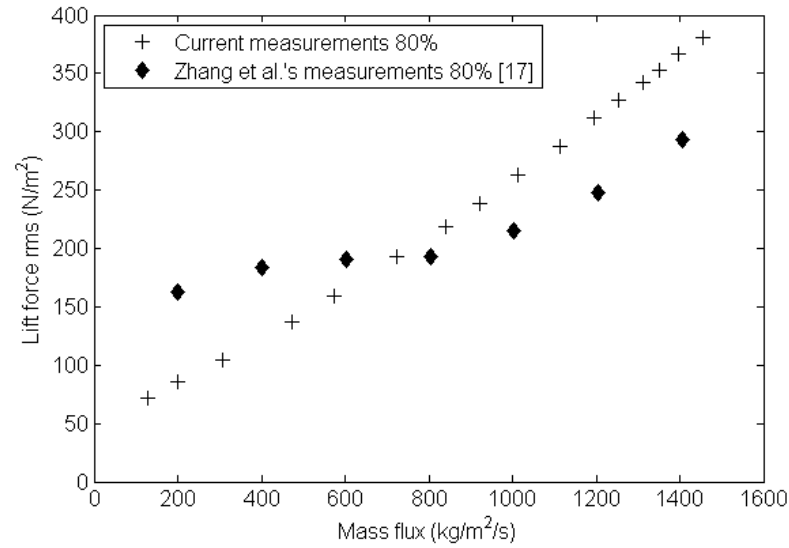


Fig. 4.26: Comparison between r.m.s. lift forces per unit area obtained in present experiments and r.m.s. forces per unit area obtained previously [17] with larger tubes at 80% void fraction

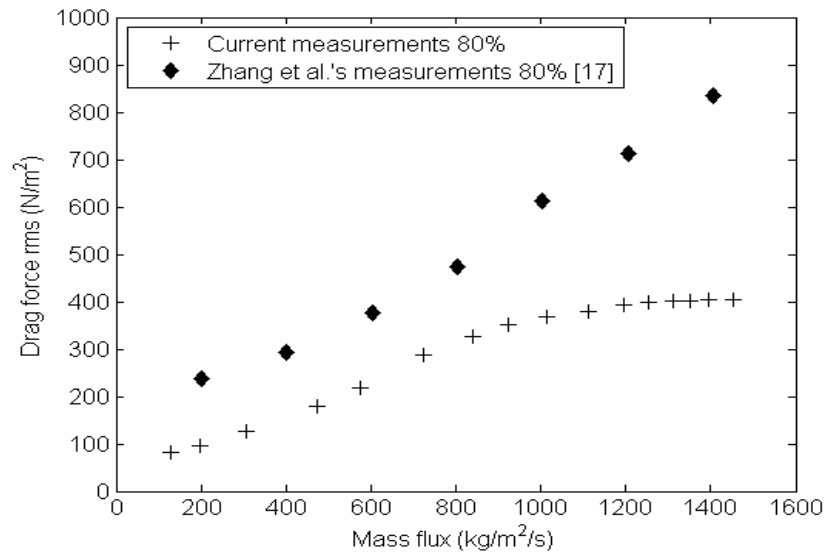


Fig. 4.27: Comparison between r.m.s. drag forces per unit of area obtained in the present experiments and r.m.s. forces per unit of area obtained previously [17] with larger tubes at 80% void fraction

4.7.4. Flow Regimes

To determine the flow regime, the test flow conditions can be plotted on Ulbrich and Mewes flow pattern map [25] or on the Grant flow pattern map [26] which can be used to determine the flow pattern in a tube bundle. Both maps are presented here for complementarity. Fig. 4.28 shows the Ulbrich and Mewes flow pattern map with the present experimental condition superposed. On this map, the abscissa corresponds to the superficial gas velocity U_{sg} , defined as:

$$U_{sg} = \frac{Q_g}{A} \frac{P}{(P-D)} \quad (4.9)$$

The ordinate, U_{sl} is the dimensionless liquid velocity and is expressed by:

$$U_{sl} = \frac{Q_l}{A} \frac{P}{(P-D)} \quad (4.10)$$

Q_g and Q_l are the gas and liquid volumetric flow rate and A the section area.

Fig. 4.29 shows the Grant flow pattern map with the present experimental condition superposed for 70%, 80% and 90% void fraction. On this map, the abscissa corresponds to the Martinelli parameter, X, defined as:

$$X = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.1} \quad (4.11)$$

The ordinate, \overline{U}_g is the dimensionless gas velocity and is expressed by:

$$\overline{U}_g = \frac{G_{pg}}{(2(P-D)g\rho_g(\rho_l-\rho_g))^{0.5}} \quad (4.12)$$

G_{pg} is the gas pitch mass flux defined as $G_{pg} = \frac{W_g}{A} \frac{P}{P-D}$ with W_g the gas mass flow rate and A the section area.

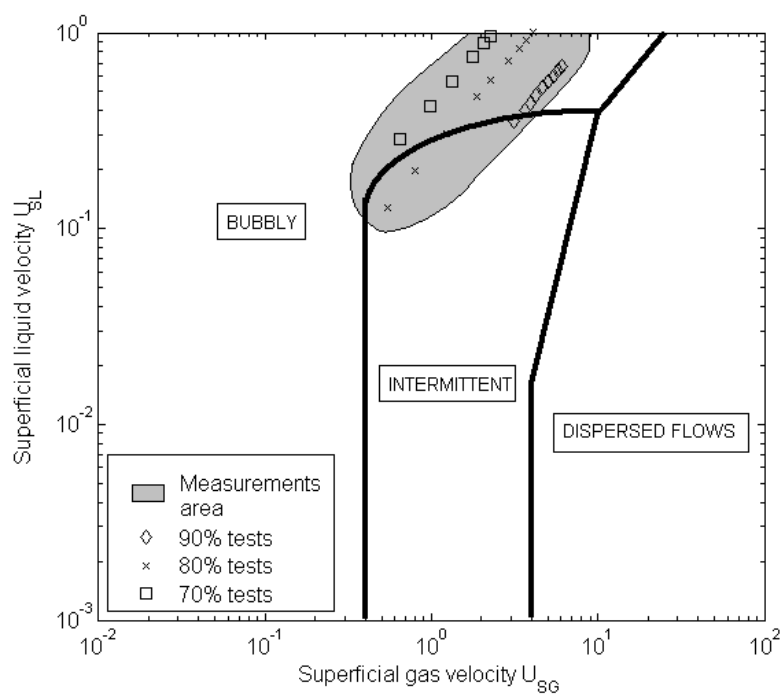


Fig. 4.28: Ulbrich and Mewes flow pattern map [25]

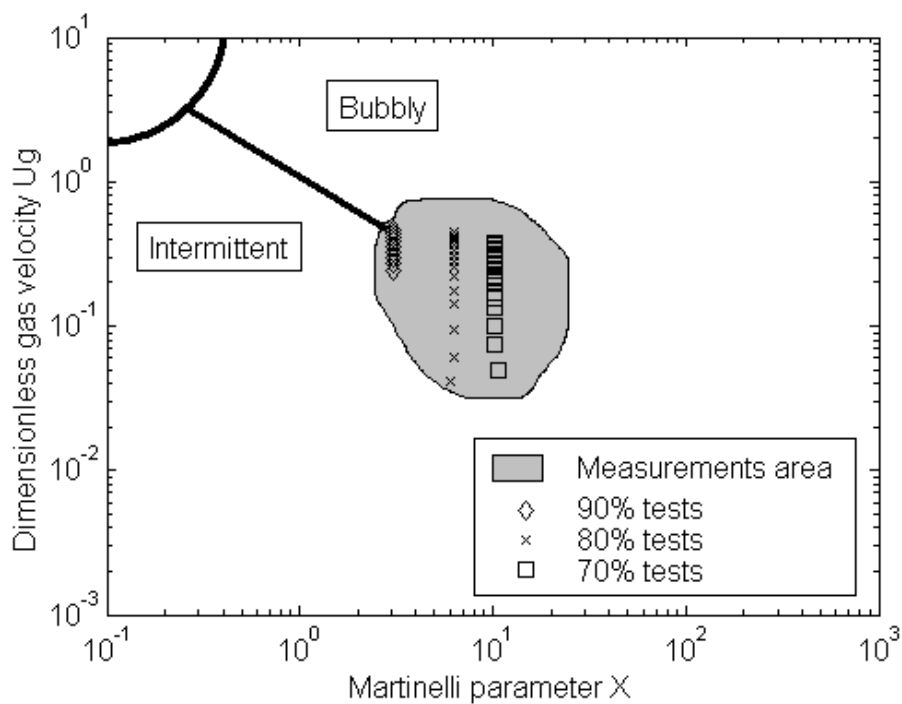


Fig. 4.29: Grant's flow pattern map [26]

Figs. 4.28-4.29 show that the measurements are actually taken near the boundary between bubbly and intermittent flow. The emergence of the sharp quasi-periodic force then can probably be explained by the change of flow regime, going from intermittent to bubbly when the flow velocity increases, or when the void fraction decreases. However, the difference between the drag and lift spectra indicates that there are both tube-scale and bundle-scale flow regimes inside the test section. Zhang et al. [18, 27] described the flow structure in a rotated triangular tube array. The results are presented in Fig. 4.30. The picture shown in Fig. 4.30(b) has been obtained at 95% void fraction and 12 m/s pitch velocity. These values cannot be plotted on Ulbrich or Grant's map because the flow velocity exceeds the map area. But Zhang et al. [18, 27] reported a similar phenomenon for 80% void fraction between 5 and 10 m/s pitch flow velocity, which fits exactly with present "bubbly" flow regime experiments. These results suggest that in a bubbly flow regime, the local flow regime is similar to that reported by Zhang et al. [18, 27] in Fig. 4.30. According to Zhang et al. [18, 27], the oscillating high void fraction mixture in the stagnation zone (Fig. 4.30(b) zone 2) explains the existence of the broad peak in bubbly flow regime, existing particularly in the lift direction.

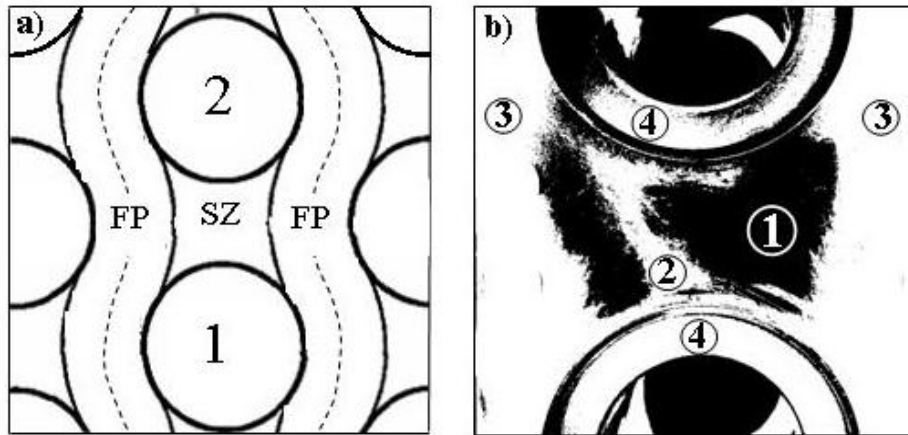


Fig. 4.30: Zhang et al.'s [18, 27] two-phase flow structure in a rotated triangular tube bundle: a) simplified figure (FP: flow path, SZ: "stagnation zone") and b) flow picture (1: low void fraction mixture belonging to the stagnation zone, 2: oscillating high void fraction mixture in stagnation zone, 3: flow path, 4: rigid tubes).

4.7.5. Force Correlations

The coherence graphs have shown that the quasi-random forces in a tube bundle subjected to a two-phase cross-flow are surprisingly well-correlated. It appears that unlike in single-phase flow, where the correlation length is supposed to be small [1, 2, 8], in two-phase flow, the coherence calculated for two tubes located end-to-end is significant at low frequencies (Fig. 4.21). The forces are very well correlated in the flow direction (Figs. 4.17-4.18). These results confirm the assumption that each tube is subjected to relatively homogeneous forces. The coherence is different depending on whether drag or lift forces are considered, and whether in the flow direction or perpendicular to it. The coherence depends significantly on the frequency.

Using the model proposed in Eq. (4.8), the correlation length can be defined. The present data cannot give accurate results for the correlation length, but the order of magnitude of this length along the tube axis can be estimated using the results presented in Fig. 4.21. Since the coherence depends on the frequency, the correlation length should also depend on frequency with the relationship:

$$\lambda_c(f) = \frac{L_1}{\ln(1/\gamma(f))} \quad (4.13)$$

According to Eq. (4.8), $L_l = |s_1 - s_2|$, s_1 and s_2 being the distance between the two points for which the coherence is calculated. In the present case, the coherence is taken between two tubes (see the section “Correlation between Vibration Excitation Forces”). The characteristic length L_l between the tubes then has to be equal to a “characteristic distance” between the two tubes considered. For two end-to-end located tubes, L_l has been taken equal to the tube length, and is equal to 93.5 mm. Results on the correlation length obtained along the tube axis are presented in Fig. 4.31. In this measurement, the pitch velocity is 6.8 m/s and void fraction is 80%. The coherence is almost identical whether considering the drag or the lift direction. Since the results have been obtained from the signal measured along two whole tubes, the accuracy of the correlation length estimation is quite poor. However, the present results may give an initial estimate for the correlation length. Since the correlation length seems to evolve like $1/f$, a velocity is needed to yield an expression having the dimensions of a length. Thus a reasonable expression for the correlation length depending on the frequency is:

$$\lambda_c = \alpha \frac{V_p}{f} \quad (4.14)$$

The curve obtained with Eq. (4.14) is also plotted in Fig. 4.31 with $\alpha = 1.2$. The model here fits correctly with the experimental correlation length. Fig. 4.32 presents the correlation length calculated for other experiments with the proposed model and the value of α which best fits the curves. Since the coherence in the drag and lift direction are very similar, this also holds for the correlation length. So for one measurement, the correlation length can be described the same way in both drag and lift directions. The model seems accurate with values of α between 1 and 1.2. For practical purposes, a value of $\alpha = 1.2$ could therefore generally be used. We note however that the accuracy of the measurements is still poor, and experiments focused on the measurement of the correlation length have to be undertaken to confirm the present results.

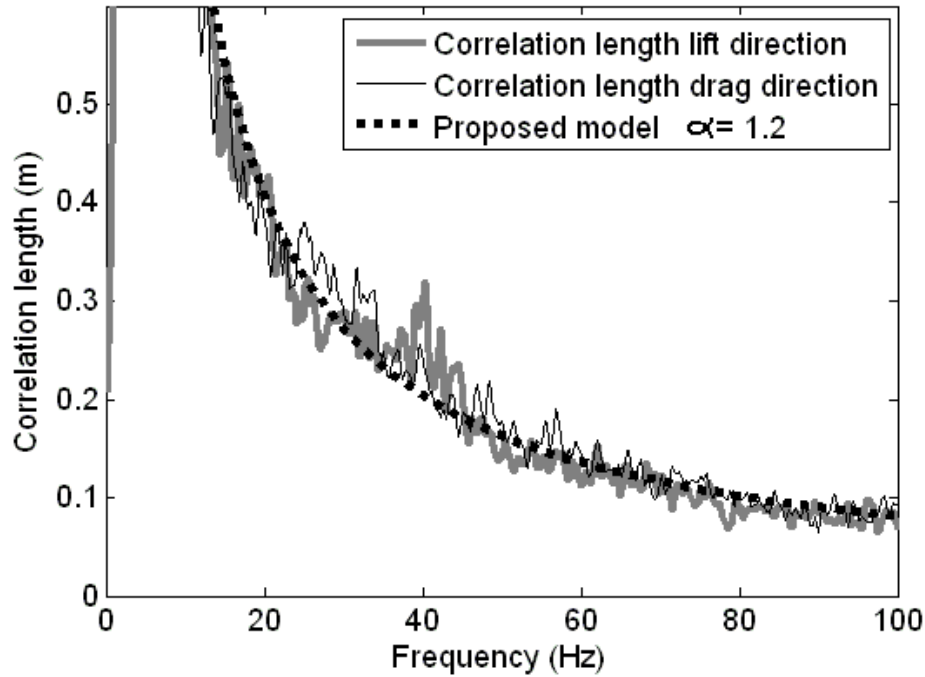


Fig. 4.31: Correlation length obtained along the tube axis for 80% void fraction and 6.8 m/s pitch velocity

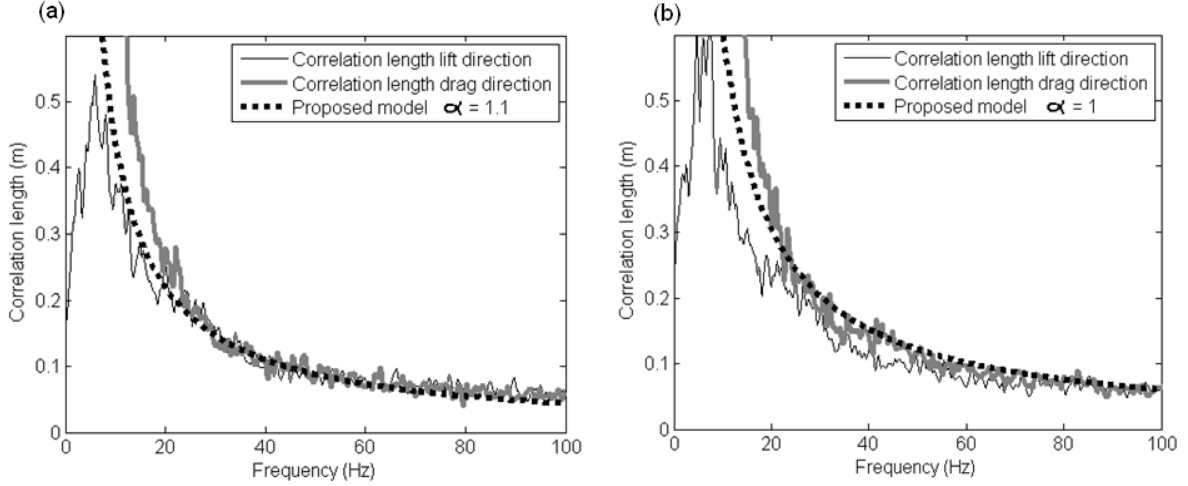


Fig. 4.32: Correlation length versus frequency for other experiments. (a) : 80% void fraction and 4 m/s pitch flow velocity ; (b) 90% void fraction and 6 m/s pitch flow velocity

4.7.6. Comparison of Present Results with the Boundary of de Langre and Villard [8]

Axisa et al. [1, 7], then de Langre et al. [28] proposed a method to obtain an equivalent PSD, using the following formula in order to collapse the data obtained by different studies:

$$PSD_E^0(f) = \frac{\lambda_c}{l} \frac{l}{l_0} \frac{D_0}{D} PSD(f) \quad (4.15)$$

where l_0 is a reference tube length and D_0 is a reference tube diameter. In order to collapse data from existing studies together, these lengths have been scaled to $l_0=1$ m and $D_0=20$ mm. De Langre and Villard [8] proposed a dimensionless reference equivalent spectrum, using a dimensionless frequency $f_r = f/f_0$:

$$\overline{PSD_E^0}(f_r) = \frac{f_0}{(p_0 D)^2} PSD_E^0(f) \quad (4.16)$$

where f_0 and p_0 are, respectively, the reference frequency and the reference pressure. In the case of single-phase flow, Taylor et al. [5] proposed values of f_0 and p_0 which collapses properly the data of PSDs obtained in different studies, using $f_0 = V_p/D$ and $p_0 = \rho V_p^2/2$. In the case of two-phase flow, a few values for f_0 and p_0 have been proposed [1, 6, 14]. The best way found to

collapse data obtained on the power spectral densities in a two-phase cross-flow, proposed in de Langre et al. [28] is by defining a length scale $D_W = 0.1D/\sqrt{1-\varepsilon}$ and using:

$$f_0 = V/D_W \quad (4.17)$$

$$p_0 = \rho_l g D_W \quad (4.18)$$

With these values, de Langre and Villard [8] proposed the following upper boundary on the dimensionless power spectral density of random forces acting across a tube in two-phase cross-flow, using the following values :

$$[\overline{PSD_E^0}]_U = 10f_r^{-0.5} \quad \text{for } 10^{-3} \leq f_r \leq 0.06 \quad (4.19)$$

$$[\overline{PSD_E^0}]_U = 2 \cdot 10^{-3} f_r^{-3.5} \quad \text{for } 0.06 \leq f_r \leq 1 \quad (4.20)$$

Pettigrew and Taylor [13] use the same boundary but the reference tube diameter D_0 is not included in Eq. (4.15). In the present case the difference is immaterial, since the ratio $D_0/D=1.15$. In order to compare the present results with this boundary, a correlation length has to be estimated. De Langre and Villard's model uses a constant correlation length (independent of the frequency), and is based on measurements performed with tubes whose natural frequency is about 30-40 Hz. Results in Figs 4.31-4.32 show that at these frequencies, the coherence length is in the range of 100-200 mm. In a first attempt, taking a correlation length of 150 mm appears reasonable. Several measurements performed between 70% and 90% void fraction and a pitch velocity increasing from 1.5 m/s to 7 m/s have been collapsed in Fig. 4.33 using the equivalent dimensionless power spectral density (Eq. (4.16)), as described above. The boundary (Eqs. (4.19,4.20)) proposed in de Langre and Villard [8] is also plotted. These results show that most measurements have a power spectral density magnitude above de Langre and Villard's boundary. There is a factor of 20 between the boundary and the largest values obtained. There are several explanations for this result. Firstly, the boundary has been designed to plot results obtained directly from vibration amplitudes of a tube, which make it possible to plot the dimensionless equivalent PSD without knowing the value of the correlation length, assuming it is small in comparison with the tube length. The correlation length was expected to be of the same order of

magnitude as in single-phase flow (no more than a few tube diameters [1, 2, 8]), or maybe comparable to the bubbles size (visually estimated to be less than 10 mm during the experiments). However, in the present case the correlation length is much larger than a few tube diameters, hence the present data do not fit the model. At the same time, measurements used to obtain the boundary have been obtained assuming a flat spectrum around the tube frequency, which is obviously not the case in the present results.

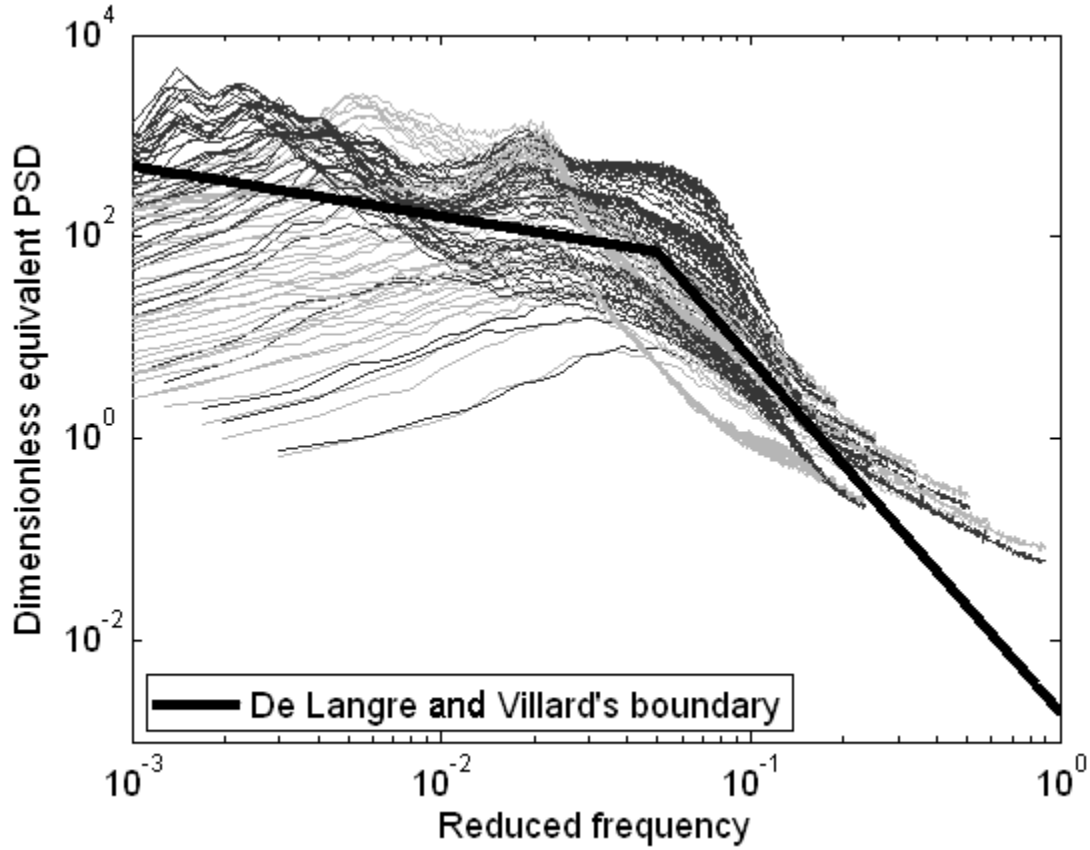


Fig. 4.33: Present results compared with de Langre and Villard's boundary [8]

De Langre and Villard's boundary has been made with scaling factors assuming that λ_c is small. Considering that only the first mode is excited, which is reasonable, and considering a tube having a first mode frequency above 40 Hz, one part of Eq. (4.5) (called the joint acceptance [23, 24]) becomes:

$$a = \int_0^l \int_0^l \Phi_1(s_1) \Phi_1(s_2) e^{-\frac{|s_1-s_2|}{\lambda_c}} ds_1 ds_2 \quad (4.21)$$

If λ_c/l is small enough, the joint acceptance may be approximated by [8]:

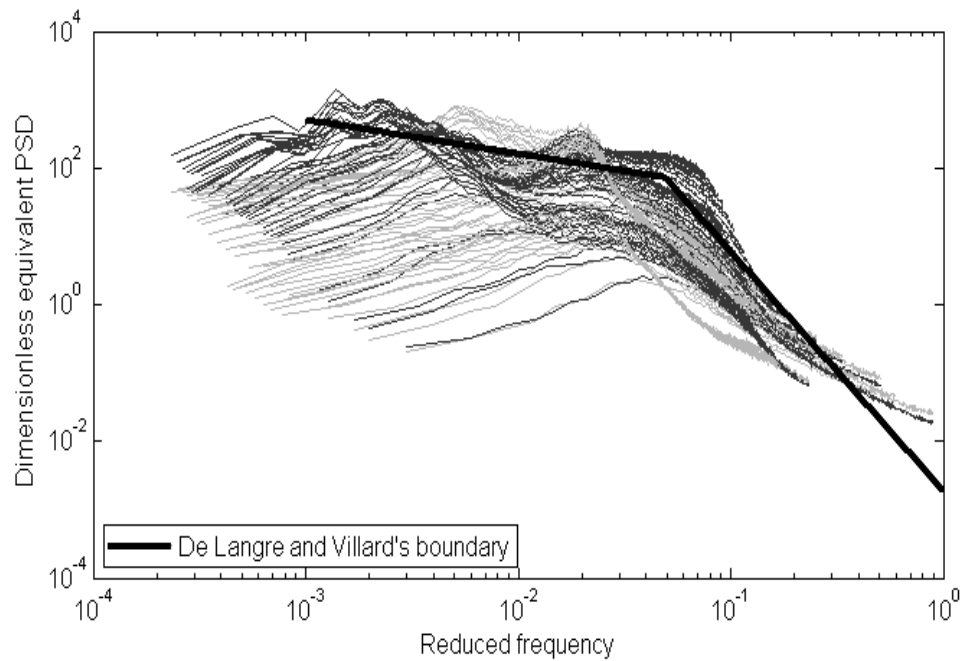
$$a_1 = 2\lambda_c \int_0^l \Phi_1^2(s) ds \quad (4.22)$$

but on the other hand, if λ_c/l is large, $e^{-\frac{|s_1-s_2|}{\lambda_c}} \approx 1$. So Eq. (4.21) becomes

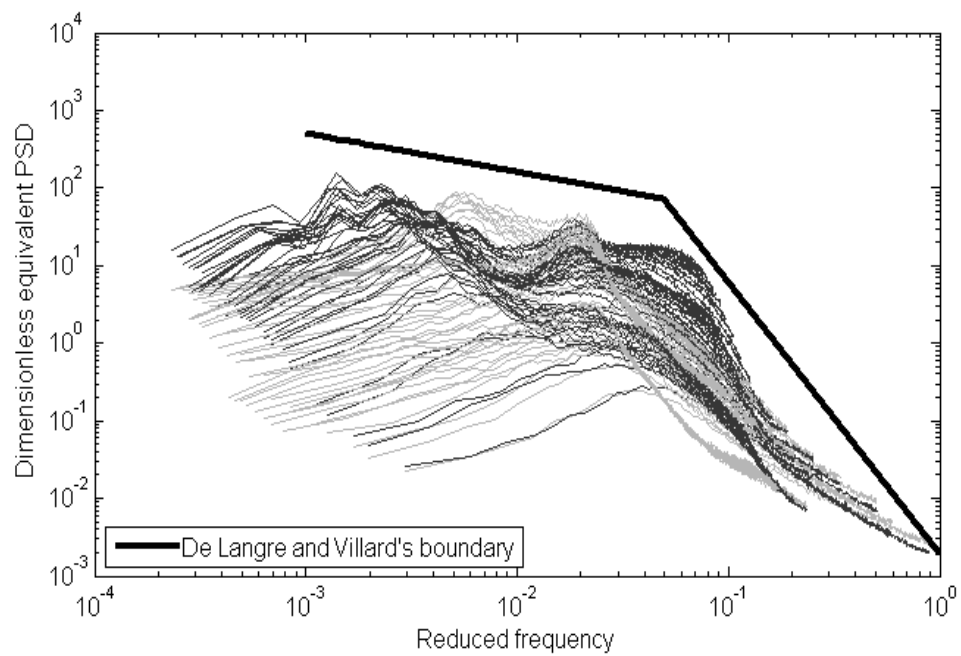
$$a_2 = \left(\int_0^l \Phi_1(s) ds \right)^2 \quad (4.23)$$

So as a first approximation, one can write $a_2 = \frac{l}{2\lambda_c} a_1$. Then in the present case, considering $\lambda_c \approx 0.15$ m, it would be more accurate to calculate the dimensionless equivalent power spectral density using $l/2$ instead of λ_c . Fig. 4.34 presents the same curves as Fig. 4.33 with this new consideration. Measurements are in general still above de Langre and Villard's boundary, but this time there is only a factor 10 between the highest peak and the boundary (compared to a factor of 20 in Fig. 4.33).

The results on the correlation length may be inaccurate, and in the two-phase flow, one can reasonably believe that the correlation length is of the order of the bubble diameter (at least for bubbly flow). In this case λ_c/l is small, and in the experiments, the mean bubble size was about 5 mm. Fig.35 is an update of Fig. 4.33 assuming a correlation length of 5 mm. In this case, the experiments fall within the boundary proposed in de Langre and Villard.



**Fig. 4.34: Present results collapsed with de Langre and Villard's boundary [8]
considering $\lambda_c \gg l$**



**Figure 4.35: Present results collapsed with de Langre and Villard's boundary [8]
considering λ_c of the order of the bubble diameter.**

4.8. Conclusion

Detailed force measurements in a rotated-triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow are presented in this paper. The experiments confirm the existence of significant quasi-periodic forces in a tube bundle having a realistic steam generator tube array geometry. It is found that the two-phase cross-flow spectra are not flat as in the case of single-phase cross-flow. These quasi-periodic forces should be taken into consideration when calculating the power spectral density of forces in two-phase cross-flow.

Two kinds of peaks are visible in most force spectra. A sharp peak at low frequency is prominent in the drag direction, and may be related to an intermittent flow regime. A broader peak is prominent in the lift direction, and its mean frequency is proportional to the pitch flow velocity. This peak may be related to the bubbly flow regime.

The broad peak observed in both drag and lift force PSDs depends on the flow velocity. The resulting quasi-periodic force can reach frequencies as high as 40 Hz. It could therefore potentially induce resonance problems in practice.

The forces seem to be well correlated spatially, particularly in the drag direction. A detailed study of these correlations should lead to an estimate of the correlation length, which seems to depend on the flow velocity and the frequency. The comparison of present results with the boundary proposed by de Langre and Villard [8] is needed to introduce a correlation length. Various models have been used in order to do this, and it appears that using a correlation length of the order of the bubble diameter, the experiments results fall significantly below the boundary. More experiments using tubes having different lengths, or tubes able to measure both torque and force may give more accurate data about correlation length along the tube axis.

The forces acting on a tube subjected to two-phase cross-flow appear to have a completely different nature than in single-phase. More than turbulence, they appear to originate from phenomena coming from the two-phase mixture itself. A model is currently being developed to explain the origin of these forces.

4.9. Acknowledgments

The authors are thankful to Thierry Lafrance for his help throughout the project. Thanks also to B  dect Besner and Nour Aimène for their technical help which made the measurements possible, and to Changqing Zhang for his answers to questions about his experiments.

4.10. References

- [1] F. Axisa, J. Antunes, and B. Villard, "Random excitation of heat exchanger tubes by cross-flows," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 4, pp. 321-341, 1990.
- [2] R. D. Blevins, "Flow-Induced Vibration," 2nd ed, V. N. Reinhold, Ed. New York, 1990.
- [3] F. Hara, "Two-phase cross-flow-induced Forces acting on a circular cylinder," *ASME*, vol. 63, pp. 9-17, 1982.
- [4] W. J. Heilker and R. Q. Vincent, "Vibration in Nuclear Heat Exchangers Due to Liquid and Two-Phase Flow," *Journal of Engineering for power*, vol. 103, pp. 358-366, 1981.
- [5] C. E. Taylor, M. J. Pettigrew, F. Axisa, and B. Villard, "Experimental Determination of Single and Two-Phase Cross Flow-Induced Forces on Tube Rows," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 110, pp. 22-28, 1988.
- [6] T. Nakamura, K. Fujita, N. Kawanishi, N. Yamaguchi, and A. Tsuge, "Study on the vibrational characteristics of a tube array caused by two-phase flow. Part I: Random Vibration," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 9, pp. 519-538, 1995.
- [7] F. Axisa and B. Villard, "Random Excitation of Heat Exchanger tubes by two-phase cross-flows," in *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise*, 1992, pp. 119-139.
- [8] E. De Langre and B. Villard, "An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 12, pp. 1005-1023, 1998.
- [9] S. Khushnood, Z. M. Khan, M. A. Malik, Z. U. Koreshi, and M. A. Khan, "A review of heat exchanger tube bundle vibrations in two-phase cross-flow," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 230, pp. 233-251, 2003.

- [10] L. Papp and S. S. Chen, "Turbulence-induced Vibration of tube arrays in two-phase flow," *ASME*, vol. 116, pp. 312-316, 1994.
- [11] M. J. Pettigrew, Y. Sylvestre, and A. O. Campagna, "Vibration analysis of heat exchanger and steam generator designs," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 48, pp. 97-115, 1978.
- [12] M. J. Pettigrew and C. E. Taylor, "Two-phase flow-induced vibration: an overview," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 116, pp. 233-253, 1994.
- [13] M. J. Pettigrew and C. E. Taylor, "Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 2: vibration response, fretting-wear, guidelines," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 18, pp. 485-500, 2003.
- [14] C. E. Taylor, "Random excitation forces in tube arrays subjected to two-phase cross flow," in *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise*, 1992, pp. 89-107.
- [15] C. E. Taylor and M. J. Pettigrew, "Random excitation forces in heat exchanger tube bundles," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 122, pp. 509-514, 2000.
- [16] M. J. Pettigrew, C. Zhang, N. W. Mureithi, and D. Pamfil, "Detailed flow and force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 20, pp. 567-575, 2005.
- [17] C. Zhang, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Vibration excitation force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 129, pp. 21-27, 2007.
- [18] C. Zhang, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Correlation between vibration excitation forces and the dynamic characteristics of a two-phase cross flow in a rotated-triangular tube bundle," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 130, 2008.
- [19] C. Zhang, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Further Study of Quasiperiodic Vibration Excitation Forces in Rotated Triangular Tube Bundles Subjected to Two-Phase Cross Flow," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 131, 2009.

- [20] M. J. Pettigrew and C. E. Taylor, "Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 1: flow, damping, fluidelastic instability," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 18, pp. 469-483, 2003.
- [21] M. J. Pettigrew and C. E. Taylor, "Damping of heat exchanger tubes in two-phase flow: review and design guidelines," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 126, pp. 523-533, 2004.
- [22] M. J. Pettigrew, C. E. Taylor, and B. S. Kim, "Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow: Part 1 - Hydrodynamic mass and damping," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 111, pp. 466-477, 1989.
- [23] M. K. Au-Yang, "Joint and Cross Acceptances for Cross-Flow-Induced Vibration - Part I: Theoretical and Finite Element Formulations," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 122, pp. 349-354, 2000.
- [24] A. Powell, "On the Fatigue Failure of Structures due to Vibrations Excited by random Pressure Fields," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 30, pp. 1130-1135, 1958.
- [25] R. Ulbrich and D. Mewes, "Vertical, upward gas-liquid two-phase flow across a tube bundle," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 20, pp. 249-272, 1994.
- [26] I. D. R. Grant, "Flow Pressure Drop with Single Phase and Two Phase Flow in the Shell-Side of Segmentally Baffled Shell and Tube Heat Exchanger," in *N.E.L Report N°.590*, Glasgow, 1975, pp. 1-22.
- [27] C. Zhang, N. W. Mureithi, and M. J. Pettigrew, "Development of models correlating vibration excitation forces to dynamic characteristics of two-phase flow in a tube bundle," *International Journal of Multiphase Flow*, pp. 106-129, october 2007 2007.
- [28] E. De Langre, B. Villard, and K. Entenmann, "A spectrum of two-phase flow random forces in tube arrays," in *Sixth international conference on flow-induced vibration*, 1995, pp. 107-117.

CHAPITRE V ARTICLE :

FURTHER STUDIES TO EXPLAIN THE BEHAVIOUR OF EXCITATION FORCES IN A TUBE ARRAY SUBJECTED TO TWO- PHASE CROSS-FLOW

H. Senez

N.W. Mureithi

Soumis à *International Journal of Multiphase Flow* le 22 juin 2010

5.1. Abstract

Two-phase flow-induced vibration excitation forces can cause tube motion that may result in long-term fretting wear or fatigue in shell-and-tube heat exchangers. Detailed flow and vibration excitation force measurements in tube bundles subjected to two-phase cross-flow are required to understand the underlying vibration excitation mechanisms. Studies on this subject have already been done, providing results on flow regimes, fluidelastic instabilities, and turbulence-induced vibration. An experimental program was undertaken with a rotated-triangular array of cylinders subjected to air-water cross-flow, to simulate two-phase mixtures. The tube bundle has the same geometry as that of a real steam generator. Quasi-periodic forces have been observed in this tube bundle. These forces have a completely different behaviour than in single-phase case. This suggests that two-phase flow induced forces have a different origin, and single-phase models do not fit in two-phase cross-flow.

On the one hand, the present work aims to propose an empirical description of the turbulence force PSDs for interior tubes in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. On the other hand, a model is developed, considering that the random forces are not related to classical turbulence, but mostly to a momentum transfer between the flow and the tubes. Comparison is made with experimental results. The present results suggest that flow-induced forces are more related to the impacts of the bubbles than the fluid viscosity.

5.2. Introduction

Flow-induced vibration excitation forces due to two-phase cross-flow can cause tube motion that may result in long-term fretting-wear or fatigue. To prevent such failures, designers and troubleshooters must have guidelines that incorporate flow-induced vibration excitation forces.

In single-phase flow, these forces have been measured and analysed extensively. Tube motion can be generated by three kinds of forces: periodic wake shedding, turbulence-induced forces and motion dependent fluidelastic forces. Experimental data for different fluids and tube bundles have been satisfactorily compared through the use of adequate data-reduction procedures [1, 2].

These forces are much less well understood in the case of two-phase flow. It is known, however, that there are significant differences between single- and two-phase flow induced forces. It has been shown for instance, that in two-phase flow, well defined Karman vortices do not exist [3]. Zhang et al. [4, 5], then Senez et al. [6] found the existence of quasi-periodic forces in a tube array subjected to two-phase cross-flow. Taylor et al. [7] proposed a scaling procedure to collapse single-phase cross-flow induced forces. In later work de Langre et al. [8, 9] proposed another scaling procedure adapted to two-phase cross-flow. A detailed study of the shapes of the spectra obtained in [6] for experiments performed at 70%, 80% and 90% void fraction at various flow velocities is provided in this paper. Correlations between the PSDs amplitudes and the mass flux, as well as between the frequencies and the flow velocity are presented. The results obtained come down to proposing a new scaling procedure.

Nakamura et al. [10] proposed a model to describe the two-phase cross-flow excitation force in a slug pattern, which corresponds to a succession of liquid and gas phases. They supposed that the tube is subjected to the following force per unit length:

$$F(T) = \frac{1}{2} C_D \hat{\rho}_l U_l^2 D + \frac{1}{2} C_D \hat{\rho}_g U_g^2 D \quad (5.1)$$

where $\hat{\rho}_l$ and $\hat{\rho}_g$ are the densities of the liquid and the gas slug, respectively, and U_l and U_g the corresponding velocities, with $U_g = 0$ when the liquid slug crosses the tube, and $U_l = 0$ when the gas slug crosses the tube. This introduces a model where the dynamic force is exclusively generated by “impacts” when the phase surrounding the tube changes. In single-phase flow, this

model would introduce only a static force. Zhang et al. [11] proposed another model doing a momentum balance in the flow path, and considering that the force is transmitted to the tube. Thus, only the bubbles can introduce the fluctuations of the force. In this second model, the force would also be exclusively a static force in single-phase flow. Using a similar approach, a basic model is proposed in this paper. The fluctuating forces are assumed to come from the difference of static force applied by each single phase.

5.3. Basic equations

The basic model for turbulence excitation and tube response estimation is outlined here. Let $F(x, t)$ be the random force magnitude, depending on both position and time. Since random forces are considered, the forces and the tube displacement $y(x, t)$ cannot be expressed directly. However, it may be a quite reasonable assumption to consider this force Gaussian and ergodic, so the force may be completely characterised by its cross-correlation spectrum, defined by (Eq. 5.2) as the Fourier transform of the cross correlation function (Eq. 5.3) :

$$\psi(x_1, x_2, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_F(x_1, x_2, \tau) \cdot e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad (5.2)$$

$$R_F(x_1, x_2, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \mathbf{F}(x_1, \tau) \cdot \mathbf{F}(x_2, t + \tau) dt \quad (5.3)$$

The tube displacement can be obtained through the general transverse beam vibration equation:

$$m \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 y(x, t)}{\partial x^4} = \mathbf{F}(x, t) \quad (5.4)$$

where m is the tube mass per unit length and EI its flexural stiffness. Assuming light damping, which is reasonable considering stainless steel inconel tubes in an actual steam generator, a modal analysis [1, 12-14] leads to the following equation:

$$M_k \cdot \ddot{\mathbf{q}}_k + C_k \cdot \dot{\mathbf{q}}_k + K_k \cdot \mathbf{q}_k = \int_0^l \Phi_k(x) \cdot \mathbf{F}(x, t) \quad (5.5)$$

where $y(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \Phi_k(x) \mathbf{q}_k(t)$ and M_k , C_k , K_k are respectively the mass, damping and stiffness of mode k . Performing a Fourier transform of this expression, then using function

properties in the Fourier domain leads to the following expression for the mean square displacement:

$$\overline{y^2(x)} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \Phi_k(x) \Phi_l(x) \int_0^{\infty} \frac{H_k(f) H_l^*(f)}{16\pi^4 m^2 f_k^2 f_l^2} \int_0^l \int_0^l \Phi_k(s_1) \Phi_l(s_2) \psi(s_1, s_2, f) ds_1 ds_2 df \quad (5.6)$$

In Eq. (5.6) $H_k(f) = \left[\left(1 - \left(\frac{f}{f_k} \right)^2 \right) + 2i\zeta_k \frac{f}{f_k} \right]^{-1}$ is the complex transfer function of mode k , with f_k its frequency and ζ_k its dimensionless damping. Knowing the modal shapes, the r.m.s. tube displacement can be expressed in terms of the cross-correlation spectrum.

Considering that tubes are subjected to a uniform cross-flow, the fluctuations are not conveyed along the tubes. In this case, time and spatial dependencies can be separated in the cross-correlation spectrum expression [1, 12], thus we can write:

$$\psi(s_1, s_2, f) = PSD(f) \gamma(s_1, s_2) \quad (5.7)$$

In Eq. (5.7), PSD is the power spectral density, and γ the coherence function. The coherence function is usually [1, 10, 15] approximated by :

$$\gamma(s_1, s_2) = e^{-\frac{|s_1 - s_2|}{\lambda_c}} \quad (5.8)$$

where λ_c is the correlation length. Presently, experimental data about the correlation length are very scarce, since it is difficult to measure. According to certain studies [1, 2, 10], the correlation length is supposed to be less than a few tube diameters, but accurate data has not been provided. Senez et al. [6] found that the correlation length may be larger than a few tube diameters, and it looks to depend on the frequency. They suggested the relation $\lambda_c(f) = \alpha V_p / f$ with the dimensionless coefficient α on the order of unity. Concerning the power spectral density, some experimental data have been analyzed, assuming that random forces in two-phase flow have relatively flat spectra and a small coherence length [7, 12, 14, 16-22].

5.4. Experimental Considerations

5.4.1. Test Loop

The experiments were conducted in an air-water loop to simulate two-phase flows. The water runs in a closed-circuit, including a 2500 l tank and a 25 l/s variable speed pump. Water flow is measured with a magnetic flow meter. A 250 l/s compressed air supply system is connected to the loop as shown in Fig. 5.1. The compressed air is injected below a mixer in order to obtain a homogeneous two-phase mixture in the test section. The loop is operated at room temperature and the pressure in the test section is slightly above the atmospheric pressure.

5.4.2. Test Section

As mentioned above, the bundle geometry is that of a prototypical steam generator. The test section, shown in Fig. 5.2, has a rectangular cross section (190.5 mm \times 214.6 mm). It consists of nine columns of ten 17.5 mm diameter cylinders. To limit the effects of the boundary conditions, half-cylinders are installed on the walls of the test section, so that the flow path can be similar to that of a whole steam generator. The pitch-to-diameter ratio, P/D , is 1.42 which corresponds to a 7.4 mm gap between the tubes.

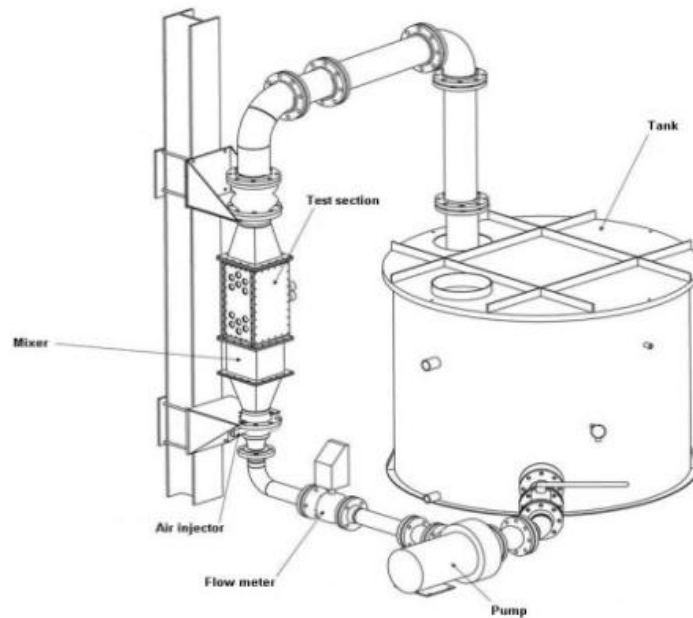


Fig. 5.1: Test loop

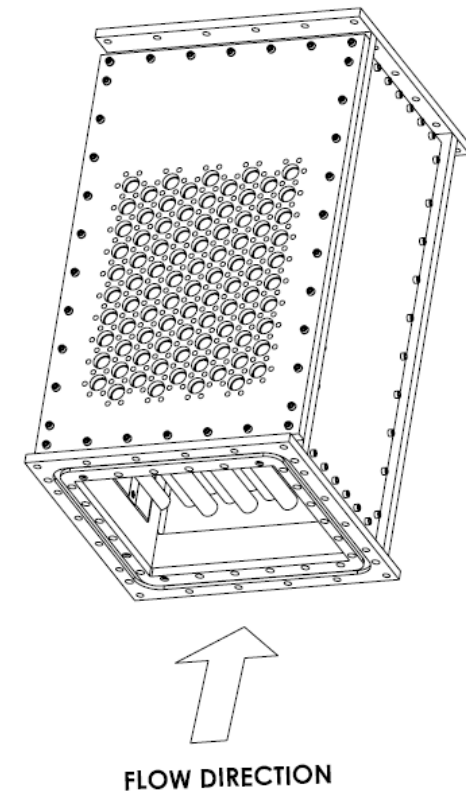


Fig. 5.2: Test section

5.4.3. Instrumentation

Instrumented tubes have been designed to measure flow-induced forces directly. This was achieved with strain gage instrumented acrylic tubes. The tubes are half-length cantilevered cylinders ($l=93.5$ mm) whose natural frequency in air is around 450 Hz, and 240 Hz in water. For such tubes, the displacement is directly proportional to the applied force at low frequency. Appropriate force spectra can be obtained below 150 Hz. The tubes are fixed in the test section using newly designed devices as shown in Fig. 5.3 so that several tubes can be clamped next to each other within the limited space available. The positions of the instrumented tubes are shown in Fig. 5.4. Each tube has diametrically opposite double strain gages installed to measure either the drag or the lift forces. For some tubes, both drag and lift forces could be measured simultaneously. The strain gages were connected in a full bridge configuration to a strain indicator. The signals were analyzed on an OROS38 8-32 channels real-time multi-analyser/recorder coupled to a laptop computer.

Zhang [4, 5] performed measurements with 191mm and 95mm length cylinders. The results showed that the magnitude of the excitation force per unit of length is very similar for the two kinds of cylinders, which suggests that flow-induced forces in a two-phase cross-flow are spatially correlated along the length of the cylinder. Since the instrumented tube length here is quite short, measurements have been performed on each tube assuming the forces are relatively spatially homogeneous.

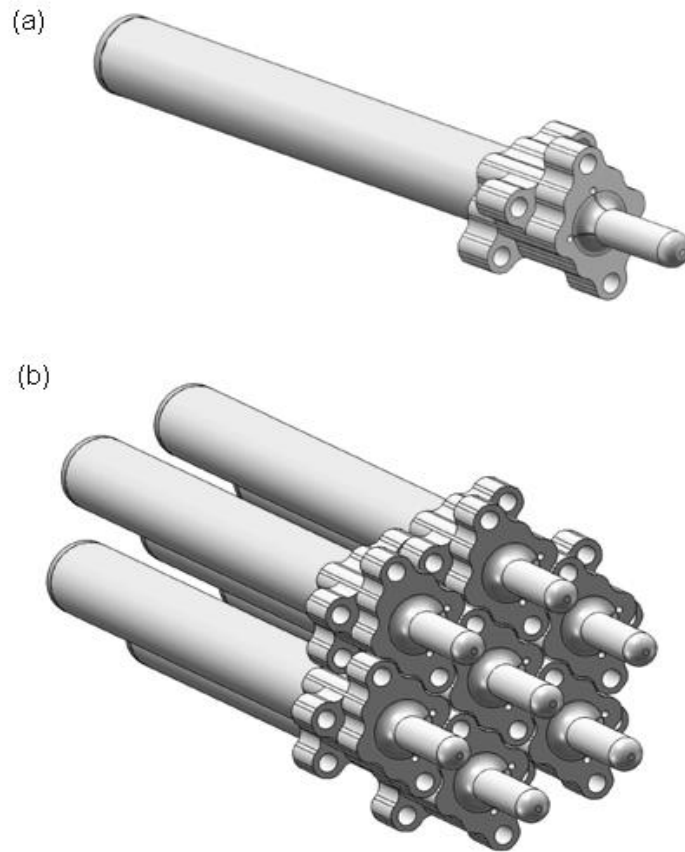


Fig. 5.3: Instrumented tubes (a): single instrumented tube (b): example of a cluster of instrumented tubes

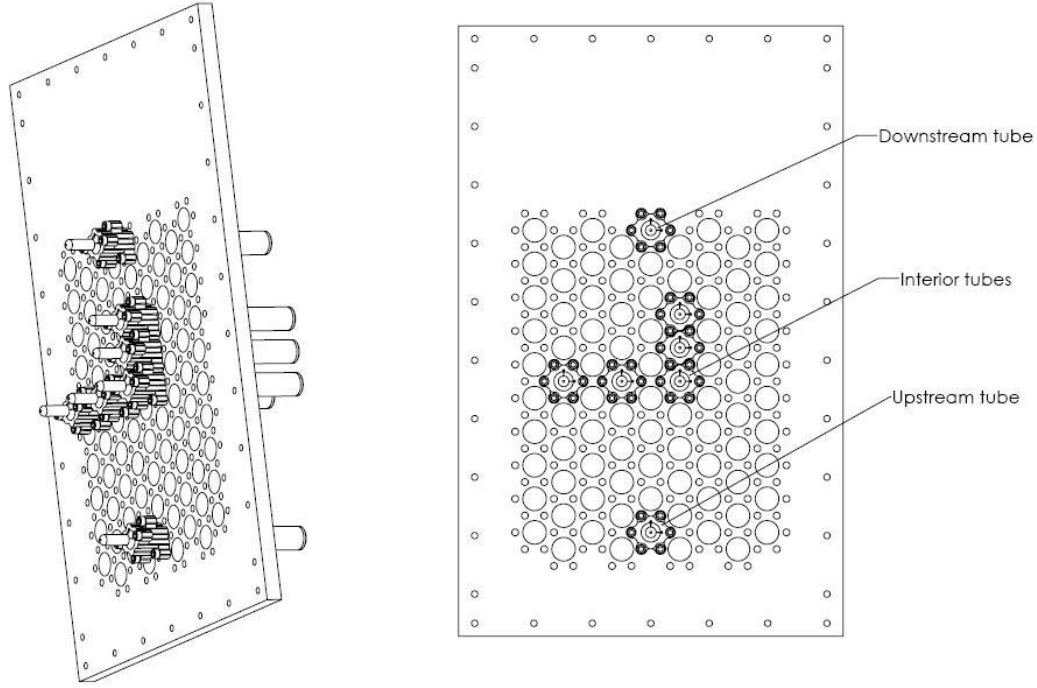


Fig. 5.4: Position of instrumented tubes

5.4.4. Two-Phase Flow Model

The homogeneous model was used to calculate the two-phase flow parameters. The homogeneous void fraction is calculated from the measured inlet volume flow rates:

$$\varepsilon = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (5.9)$$

The homogeneous density is defined as :

$$\rho = (1 - \varepsilon)\rho_l + \varepsilon\rho_g \quad (5.10)$$

where ρ_l and ρ_g are the liquid and gas densities respectively. To describe the flow velocity in the bundle, the results are generated in term of the pitch velocity, This velocity is consistently defined as

$$V_p = \frac{P}{P-D} V_\infty \quad (5.11)$$

where P is the pitch between the tubes of diameter D , and V_∞ is the upstream velocity. V_∞ is defined as

$$V_\infty = \frac{\rho_l Q_l + \rho_g Q_g}{\rho A} \quad (5.12)$$

where Q_l and Q_g are the measured liquid and gas volume flow rates and A is the cross-sectional area of the test section. The pitch mass flux is defined using the homogeneous density and the pitch velocity as follows :

$$G_p = \rho V_p \quad (5.13)$$

The frequency is here expressed in terms of a dimensionless Strouhal number, defined as:

$$S = \frac{fD}{V_p} \quad (5.14)$$

The experiments were performed over a void fraction range from 0% to 90% and a pitch flow velocity from 1.0 to 7.3 m/s.

5.5.Results

5.5.1. Single-Phase Data

In single-phase flow, random forces have been extensively measured and analyzed. Experimental data obtained for different kinds of fluids and tube bundles have been satisfactorily compared through the use of adequate data-reduction procedures [1, 23].

Axisa et al. [1, 16] proposed a method to obtain an equivalent PSD, using the following formula in order to collapse values obtained by different studies, assuming a small correlation length λ_c :

$$PSD_E^0(f) = \frac{\lambda_c}{l} \frac{l}{l_0} \frac{D_0}{D} PSD(f) \quad (5.15)$$

where l_0 is a reference tube length and D_0 is a reference tube diameter. In order to collapse existing studies together, these lengths have been scaled to $l_0=1$ m and $D_0=20$ mm. In order to

obtain a dimensionless expression of the power spectral density, two parameters are needed : a frequency scale f_0 and a pressure scale p_0 [8]:

$$\overline{PSD}_E^0(f_r) = \frac{f_0}{(p_0 D)^2} PSD_E^0(f) \quad (5.16)$$

In the case of single-phase flow, Taylor et al. [7] proposed the following forms for f_0 and p_0 which collapse the data of PSDs obtained in different studies:

$$f_0 = V_p / D \quad (5.17)$$

$$p_0 = \rho V_p^2 / 2. \quad (5.18)$$

where V_p is the pitch velocity.

For interior tubes in single-phase flow, a satisfactory boundary has been proposed by Taylor et al. for the value of $\overline{PSD}_E^0(f_r)$:

$$\left[\overline{PSD}_E^0 \right]_U = 4 \cdot 10^{-4} f_r^{-0.5} \quad \text{for } 10^{-2} \leq f_r \leq 0.5 \quad (5.19)$$

$$\left[\overline{PSD}_E^0 \right]_U = 5 \cdot 10^{-5} f_r^{-3.5} \quad \text{for } 0.5 \leq f_r \quad (5.20)$$

5.5.2. Two-Phase Flow General Results

Typical drag and lift power spectral density plots obtained with the interior instrumented tubes (position shown in Fig. 5.5) for 80% void fraction are presented in Figs. 5.5-5.6. They clearly present quasi-periodic forces where the spectra are very different from those found in single-phase flow. More detailed experiments results can be found in [6].

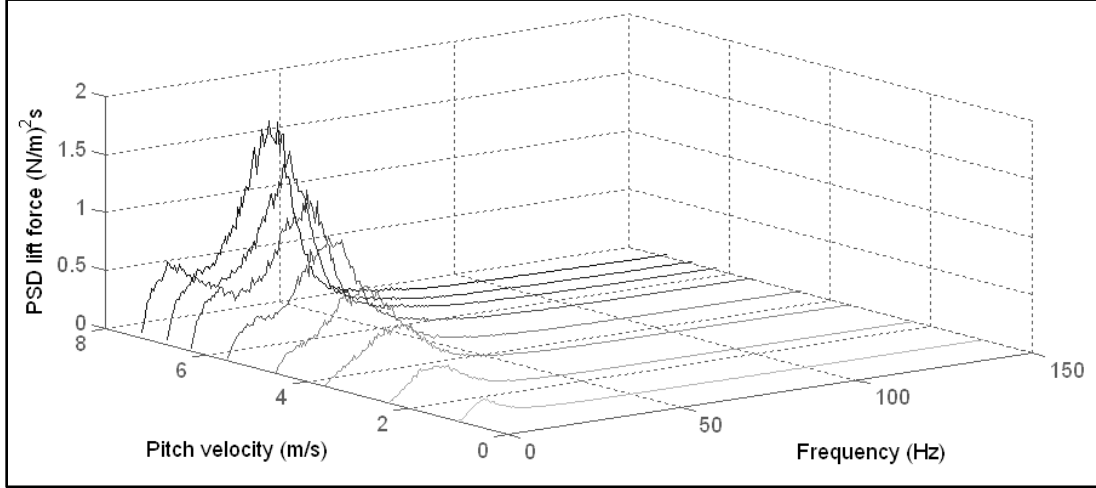


Fig. 5.5: Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 80% void fraction: lift force PSD

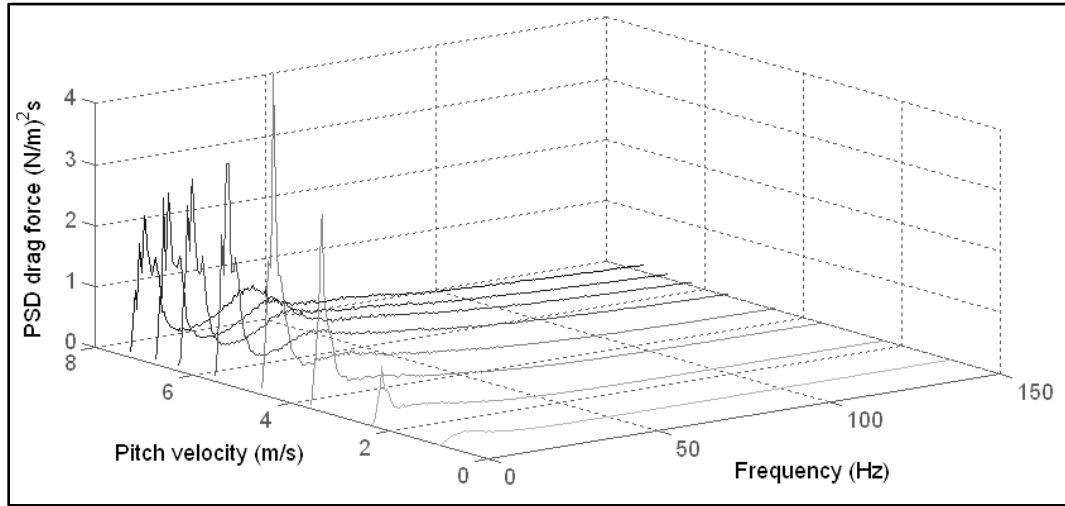


Fig. 5.6: Typical dynamic Power spectral densities (PSD) for the interior cylinders at 80% void fraction: drag force PSD

Using the scaling method proposed above for single phase flow, Taylor et al.'s proposed boundary is plotted together with the spectra obtained for drag and lift forces for 80% void fraction and a 1 m/s pitch velocity in Fig. 5.7. In single-phase flow, the correlation length is supposed not to exceed a few tube diameters, so a value of $\lambda_c = 2D$ has been chosen for this graph. This clearly shows (as might have been expected) that the boundary used in single-phase flow is not appropriate for two-phase flow. The results suggest that single- and two-phase flow induced forces have very different underlying mechanisms, as observed in Zhang [4].

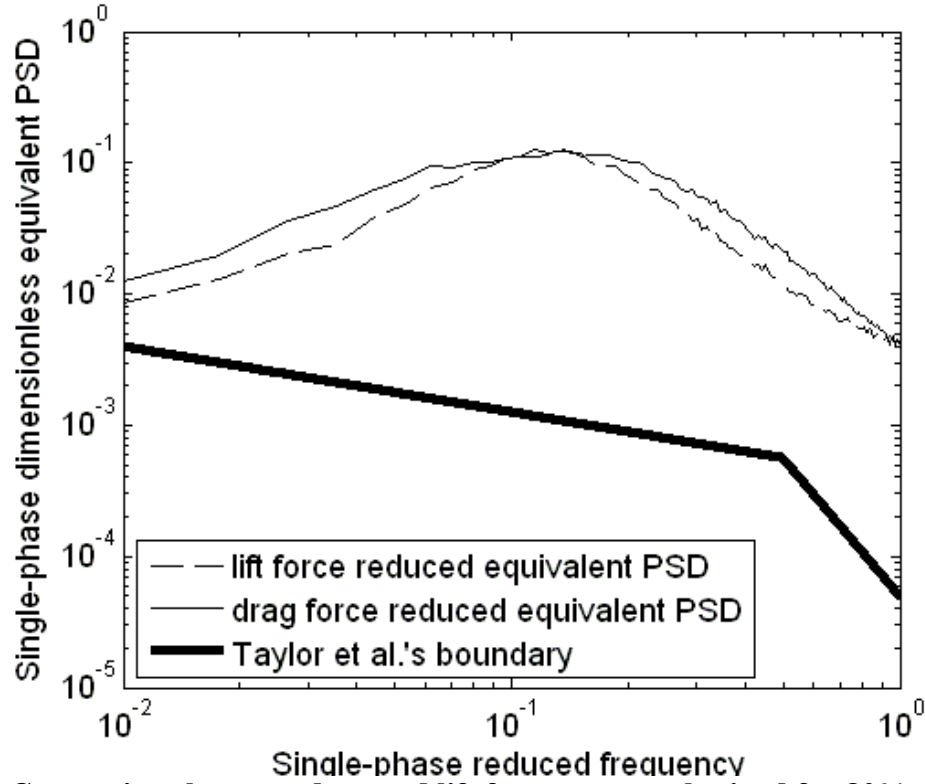


Fig. 5.7: Comparison between drag and lift force spectra obtained for 80% void fraction and 1 m/s flow velocity and Taylor et al.'s boundary for single-phase flow [7]

5.6. Study on the Flow-Induced Force Spectra

5.6.1. Decomposition of the spectra

A better knowledge of the variation of the spectra with the flow velocity, the mass flux and the void fraction is necessary to be able to properly collapse the data obtained.

By studying in detail the shapes of the spectra obtained in both lift and drag direction, the power spectral densities have been empirically approximated as sums of four terms. Each term can be described as the square of a Lorentzian function:

$$PSD(f) = \sum_{i=1}^4 \Gamma_i(f)$$

$$\text{With } \Gamma_i(f) = \frac{\Gamma_i^0}{\left(1 + \left(\frac{f - f_i^0}{\Delta f_i}\right)^2\right)^2} \quad (5.21)$$

Using this expression, each term can be described only by knowing three parameters:

- The amplitude Γ_i^0
- The mean frequency f_i^0
- The frequency broadness Δf_i , corresponding here to $\Delta f_i = 1.2(f_2 - f_1)$ where $f_2 - f_1$ is the width at half maximum of the curve corresponding to the term.

In order to obtain the values of Γ_i^0 , f_i^0 and Δf_i , the following algorithm has been set up: for one PSD curve, the maximum is detected. This provides the amplitude of the first term. The two frequencies determining the “*width at half maximum*” are then found in the curve, determining the mean frequency (average of these two frequencies) and the peak broadness (or bandwidth) as described above. The function $\Gamma_1(f)$ is obtained using Eq. (5.21). A new curve is then generated with the formula $PSD(f) - \Gamma_1(f)$, and the same procedure is repeated to determine the parameters of the second term, and so forth. A numerical calculation software is used to determine all these parameters. For experiments performed at a given void fraction, the parameters Γ_i^0 , f_i^0 and Δf_i are then plotted versus the mass flux or the pitch flow velocity. An example of these graphs is shown in Fig. 5.8 for measurements performed in the drag direction at 90% void fraction.

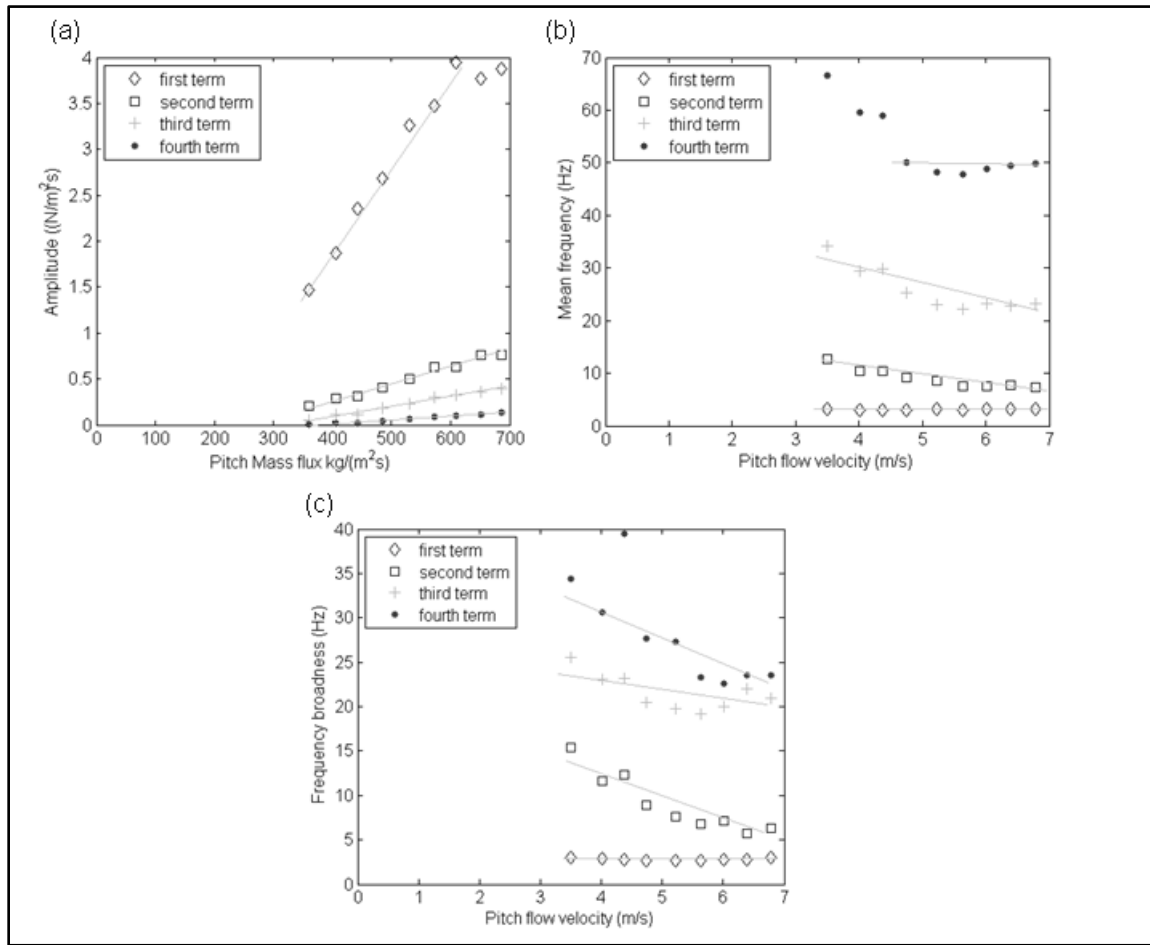


Fig. 5.8: Example of graphs obtained to determine the parameters (a): Γ_i^0 , (b): f_i^0 and (c): Δf_i for experiments in the drag direction and 90% void fraction

A graphical representation of the four terms is shown in Fig. 5.9 for the power spectral density of the force in the drag direction, for 80% void fraction and 4.6 m/s pitch flow velocity. The dashed lines correspond to the contribution of each individual term to the total approximate spectrum. The four terms are present in most spectra. They exist in both drag and lift direction and each one has particular characteristics.

- The term A has mostly a large magnitude; its mean frequency is low and not closely dependent on the flow velocity. The first sharp peak especially visible in the drag direction (Fig. 5.6) is related to this term and may be generated by the intermittent two-phase flow [6].

- The term B has a relatively large magnitude, its mean frequency grows with increasing flow velocity and it is wider than the peak A. The broader peak especially visible in the lift direction (Fig. 5.5) is related to this term, and may be generated by the bubbly flow [6].
- The term C has a quite small magnitude, its mean frequency is just above the one of the term A, and it is quite sharp. It has no physical significance. It serves to fit properly the shape of the peak mainly described by the term A, especially in the drag direction.
- The term D has a small magnitude, its mean frequency is higher, and it is broad. This term is necessary to fit the curve of the spectra at high frequency ($f > 50$ Hz).

The terms A and B have a physical significance. They represent the two peaks clearly visible in the power spectral densities. The terms C and D should be considered as “error terms”, or “residual terms” which are necessary to be added to the terms A and B to describe more accurately the curve, but they are not essential in a first approach.

For instance, in the results presented in Fig. 5.8, the “first term” corresponds to the term A, the “second term” to the term C, the “third term” to the term B and the “fourth term” to the term D. Depending on the measurements considered, the order of terms could be different, and sometimes they could even be mixed in the same graph. However, it was always possible to clearly identify the terms A-D, based of the properties described above.

Keeping only the terms A and B would offer quite a good description of the spectrum. In that case, each term would be directly related to a peak. The terms C and D give a more accurate empirical curve.

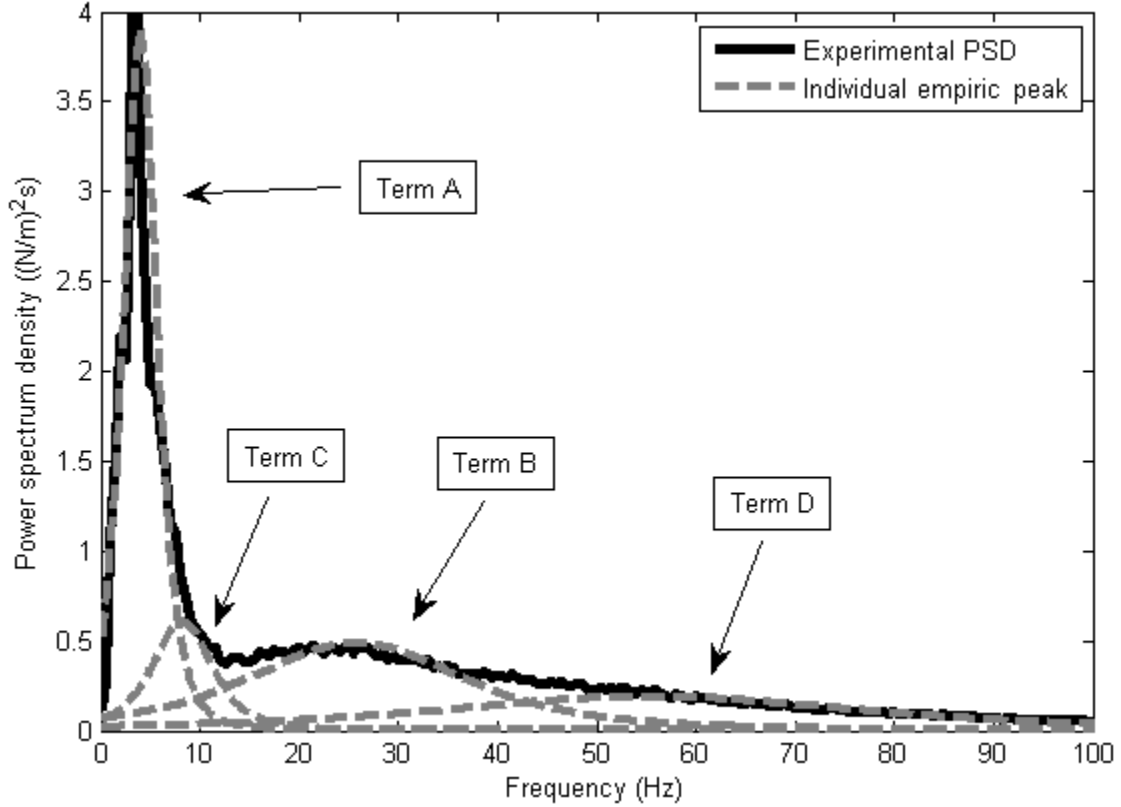


Fig. 5.9: Four terms to describe the force power spectral density

As explained above, values of these parameters Γ_i^0 , f_i^0 and Δf_i have been calculated numerically for numerous tests performed for pitch velocities from 3 m/s to 7 m/s, for 70%, 80% and 90% void fraction. It appears appropriate to relate the frequencies with the pitch flow velocity, and the amplitudes with the pitch mass flux. For each void fraction, the mean frequency and the broadness are approximated by linear functions of the pitch mass flux. Except a few cases, amplitudes are linear functions of the pitch mass flux. By generating graphs such as those of Fig. 5.8 for all measurements considered, empirical laws for the parameters Γ_i^0 , f_i^0 and Δf_i with the pitch mass flux and the pitch flow velocity have been determined. Fig. 5.10 shows the evolution of the amplitudes of each term with the mass flux, for various void fractions, in the lift and the drag directions. Notice that the y-axis scale is different for each graph in order to have a better visualization of the curves. The curves are not complete because tests have been performed at definite flow velocity ranges, so the mass flux range is different. The term A is more significant in the drag direction, especially at 80% and 90% void fraction. The term B has a

comparable behaviour in the lift and the drag direction, and the order of magnitude of their amplitudes look not to be closely related with the void fraction. The values of the terms C and D are less accurate, since they are smaller, which means they are more difficult to analyze. But one can notice that the term C is seldom visible in the lift direction except at 70% void fraction, while this term is more noticeable in the drag direction, and seems to increase with the void fraction. The term D is the smallest, barely visible in the lift direction, but more significant in the drag direction. In the drag direction, the amplitude of this term looks independent of the void fraction. The global behaviour of the amplitude of the terms C and D suggests that keeping only A and B terms can already provide a good representation of the spectra, particularly for the lift direction force spectra.

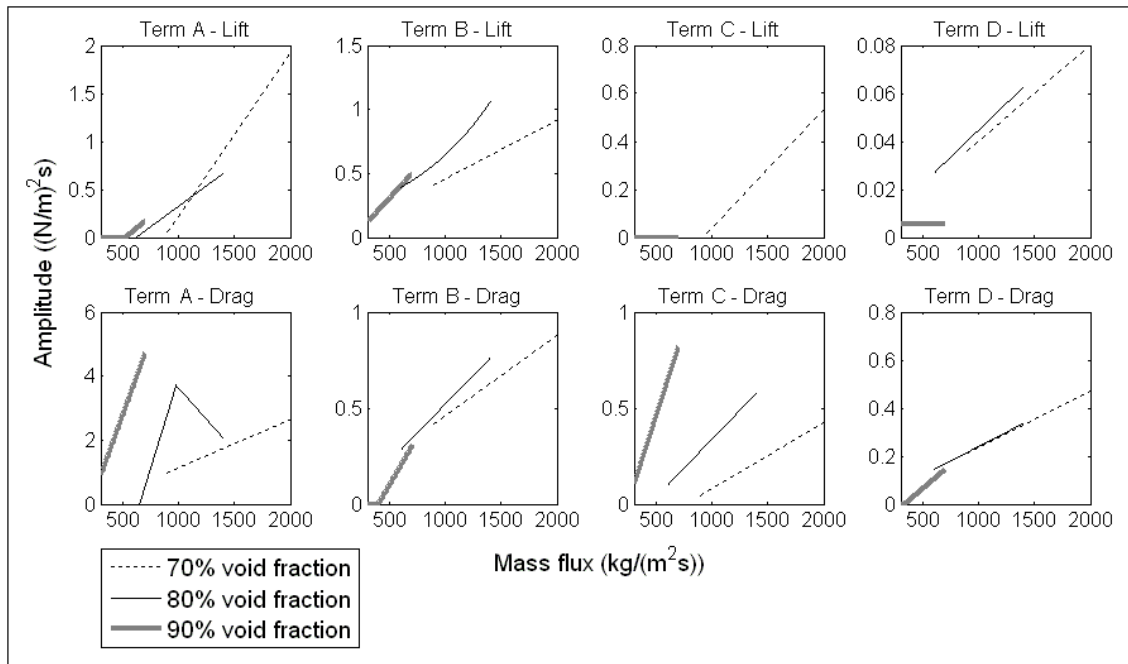


Fig. 5.10: Amplitude Γ_i of the terms A, B, C and D for drag and lift direction, with 70%, 80% and 90% void fraction

Fig. 5.11 shows the evolution of the mean frequency of each term with the pitch flow velocity, for various void fractions, in the lift and the drag direction. As noted above, the mean frequency of the term A is very low. It is quasi-constant in the drag direction, with a value of 3-4 Hz. In the lift direction, its frequency remains low, but it increases with flow velocity. These results are, however, just accurate in order of magnitude especially for 70% and 80% void

fraction since the peak associated to this term is masked by the peak associated to the term B which is larger (c.f. Fig. 5.5). The mean frequency of the term B grows with the flow velocity in the lift direction, with a Strouhal number $S=0.11$ for 70% void fraction, $S=0.087$ for 80% void fraction and $S=0.066$ for 90% void fraction. Interestingly, the ratio $S/\sqrt{1-\varepsilon}$ is quasi constant here, with a value of 0.200 for 70% void fraction, 0.195 for 80% void fraction and 0.209 for 90% void fraction. In the drag direction, the peak associated with the term B is shadowed by the peak associated to the term A (c.f. Fig. 5.5), so the data are mostly order of magnitude accurate, particularly at low pitch flow velocity and high void fraction. The values at high flow velocity ($V_p > 5$ m/s) are however close to those of the term A. In the drag direction, the term C is located between the term A and the term B. The term D has generally higher frequencies than the other terms.

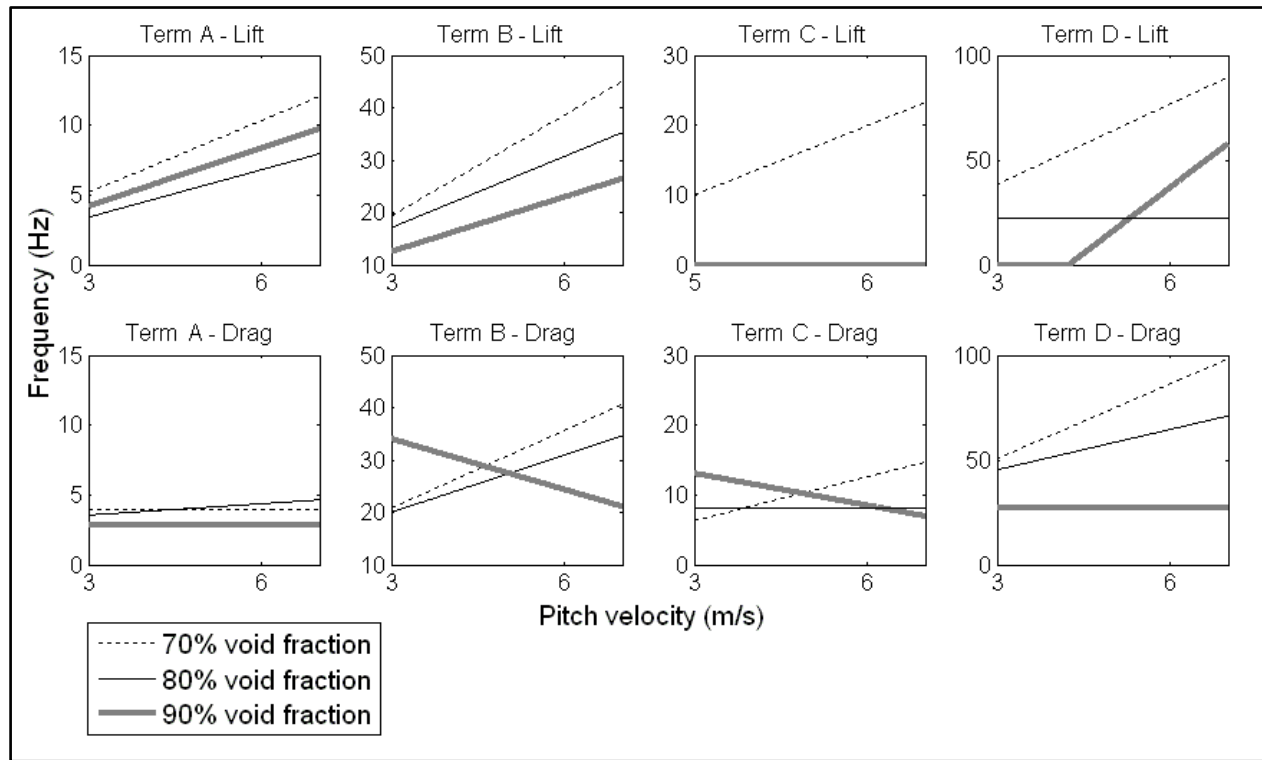


Fig. 5.11: Mean frequency f_i^0 of the terms A, B, C and D for drag and lift direction, with 70%, 80% and 90% void fraction

Fig. 5.12 shows the evolution of the frequency broadness of each term with the pitch flow velocity, for various void fractions, in the lift and the drag direction. The term A is sharp,

especially in the drag direction, where its broadness is around 5 Hz and not dependent on the pitch flow velocity. It is broader in the lift direction but Δf_A does not exceed 12 Hz. The term B has a broadness generally around 20 Hz. The term C is generally sharper; its broadness is around 10 Hz. As explained above, the term D is wider than the other terms; its frequency broadness is around 50 Hz.

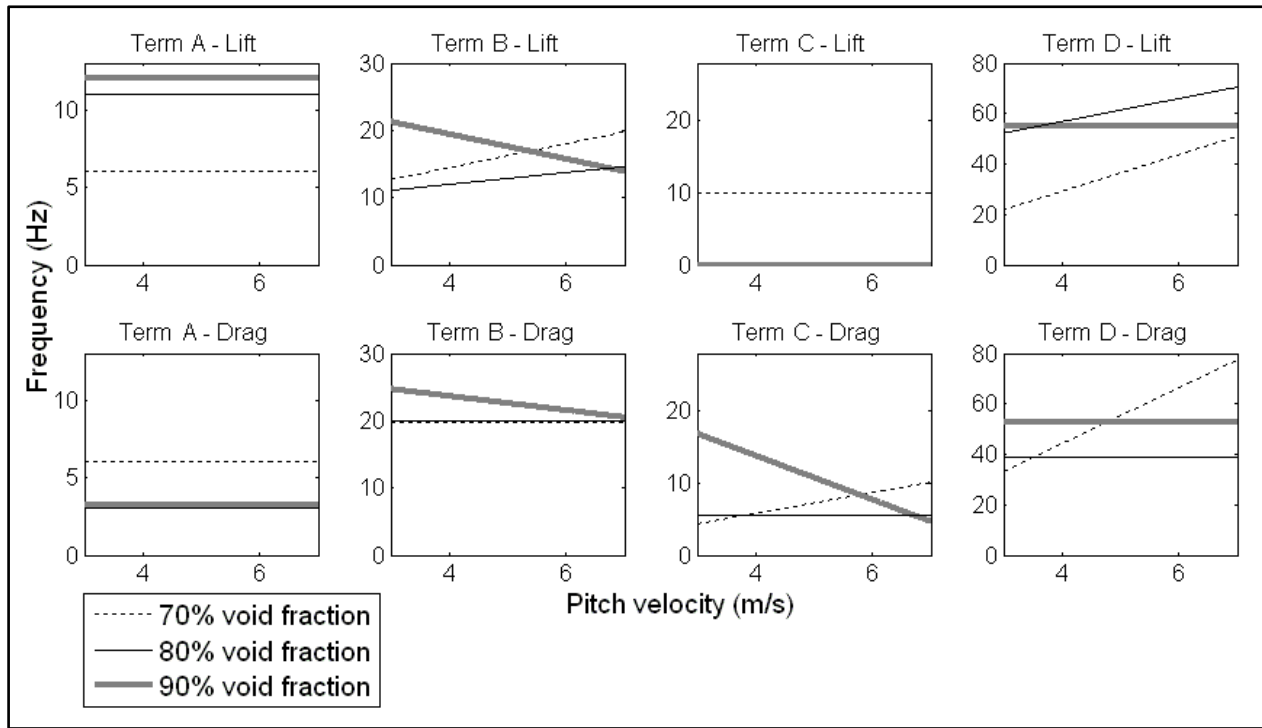


Fig. 5.12: Frequency broadness Δf_i of the terms A, B, C and D for drag and lift direction, with 70%, 80% and 90% void fraction

The term B is the most important, since its amplitude is quite large, and its mean frequency could reach the frequencies of the tubes in an actual steam generator.

With such values of Γ_i^0 , f_i^0 and Δf_i , analytic curves can be plotted to represent the power spectral densities obtained, knowing the pitch flow velocity and the void fraction. Fig. 5.13 presents a few examples of comparison between power spectra densities obtained experimentally and analytically using the empirical model for 70%, 80% and 90% void fraction. These results show that the main amplitudes have globally a linear behaviour with the pitch mass flux. Except for the term A in the drag direction, the mean frequencies of the terms A and B are mostly

proportional to the pitch velocity for a given void fraction. Moreover, the ratio $S/\sqrt{1-\varepsilon}$ is quasi constant for the peak B. Based on these data, a new scaling procedure to collapse the measured spectra can be set up, as described next.

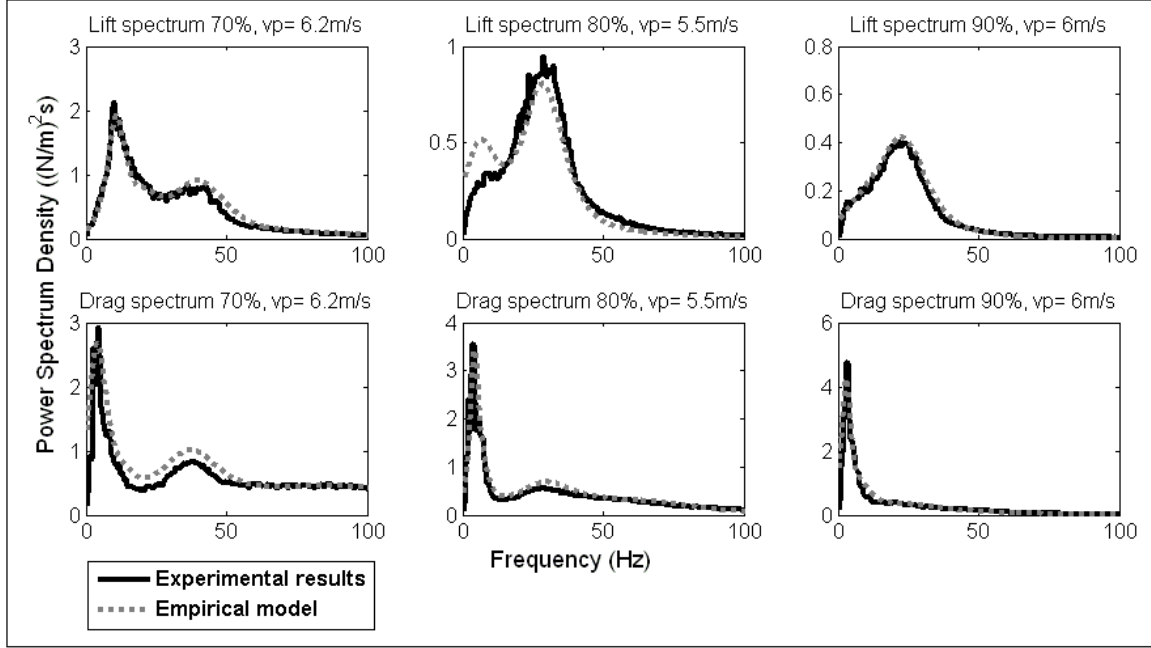


Fig. 5.13: A few examples of experimental results compared with analytical curves

5.6.2. Scaling Procedure

In two-phase cross-flow, a value of the frequency scale f_0 as defined in Eq. (5.17) for single-phase flow has been proposed by Taylor [22] for bubble-plug flow, using a characteristic void length empirically defined as:

$$d_B = 0.00163 \sqrt{\frac{V_p}{1-\varepsilon}} \quad (5.22)$$

The frequency is then defined as:

$$f_0 = f \cdot d_B / V_p \quad (5.23)$$

De Langre and Villard [9] excluded the small dependence of d_B on the flow velocity, and used the tube diameter as a length scale, to propose another physical length:

$$D_W = 0.1D / \sqrt{1 - \varepsilon} \quad (5.24)$$

and used this scale to define the frequency scale and the pressure scale as:

$$f_0 = f \cdot D_W / V_p \quad (5.25)$$

$$p_0 = \rho_l g D_W \quad (5.26)$$

g being the gravitational acceleration. The measurements performed between 70% and 90% void fraction have been collapsed using these scaling factors and are plotted in Fig. 5.14 (a) for measurements in the lift direction and Fig. 5.15 (a) for measurements in the drag direction. By analysing results from Fig. 5.10 and Fig. 5.11, it is seen that for the largest peaks (terms A-B), the frequencies have mainly a proportional behaviour with the flow velocity. Moreover, the ratio of the Strouhal number (hence the frequency at a given flow velocity) of the term B over the quantity $\sqrt{1 - \varepsilon}$ is quasi-constant except at 90% void fraction in the drag direction where its amplitude is not large. It is therefore reasonable to keep the same frequency scaling procedure as de Langre and Villard [9]:

$$D_W = 0.1D / \sqrt{1 - \varepsilon} \quad (5.27)$$

In addition the peak amplitudes are mainly proportional to the mass flux, except for the term A in the drag direction. So the equivalent PSD should be divided by the pitch mass flux ($G_p = \rho V_p$) to be correctly collapsed. Since f_0 depends already on V_p , p_0^2 must be proportional to $\rho \cdot V_p^2$. In order to obtain the correct dimensions for V_p , the liquid density ρ_l , the gravitational acceleration g and the scaling length D_0 have been used to obtain a newly expression for p_0 :

$$p_0 = V_p \cdot \sqrt{\rho \rho_l D_W g} \quad (5.28)$$

The measurements plotted in Figs. 5.14 (a) and 5.15(a) are replotted in Figs. 5.14 (b) and 5.15 (b), respectively, using these newly proposed scaling factors. According to certain studies in single-phase flow [1, 2, 8], the correlation length is supposed to be no more than a few tubes diameter. For both graphs, the same approximate correlation length $\lambda_c = 2D$ have been used. Both graphs have different scales because of the different order of magnitudes of the scaling factors, but the ratios Y_{max}/Y_{min} and X_{max}/X_{min} on the axes are the same to be able to compare the two graphs. The curves collapsed with the new scaling procedure are closer to each other, especially

around a reduced frequency of 0.05 which corresponds mainly to the peak associated to the term B. At lower reduced frequency there is still a noticeable difference between the equivalent dimensionless PSDs, particularly because of the larger value of the term A amplitude in the drag direction.

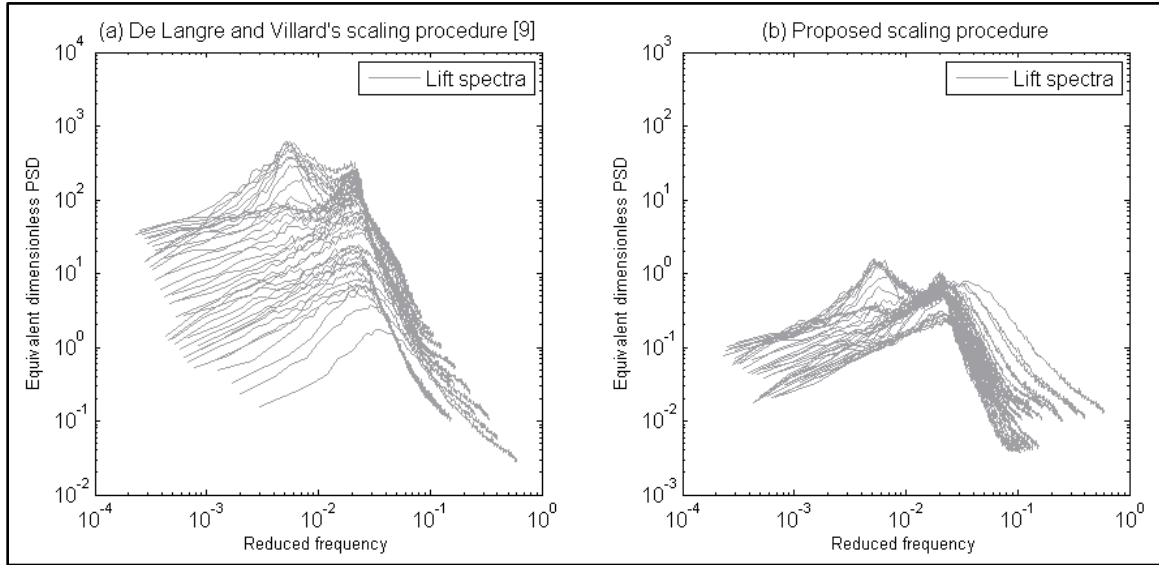


Fig. 5.14: Lift force spectra obtained from 70% to 90% void fraction collapsed (a) with de Langre and Villard's scaling procedure and (b) with the present proposed scaling procedure

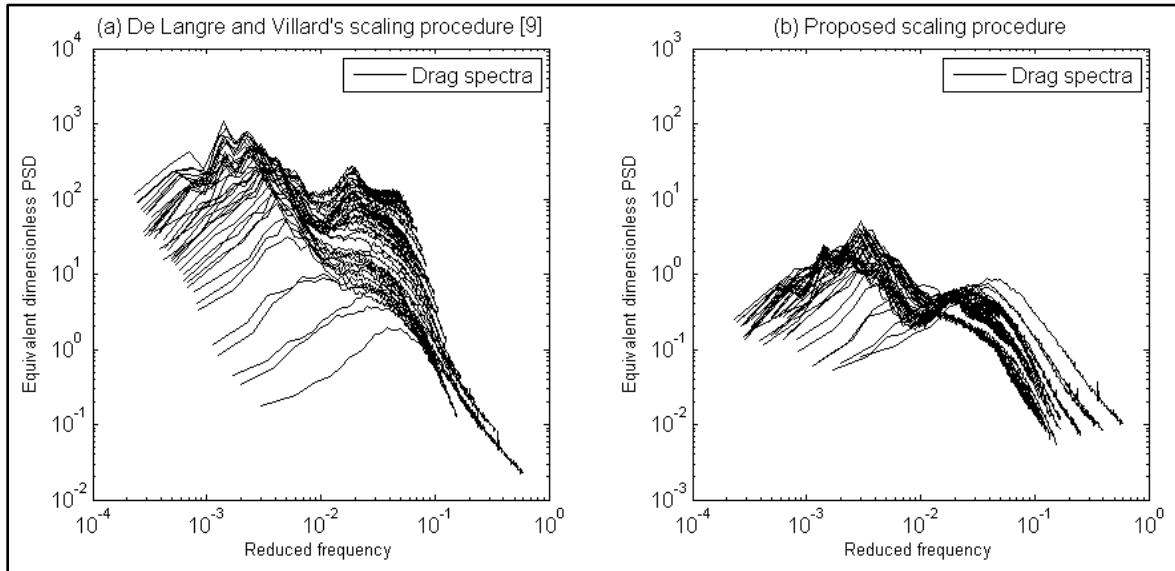


Fig. 5.15: Drag force spectra obtained from 70% to 90% void fraction collapsed (a) with de Langre and Villard's scaling procedure and (b) with the present proposed scaling procedure

5.7. A Model for Two-Phase Bubbly Flow Induced Forces

5.7.1. Description of the Model

The previous results show that two-phase cross-flow induced forces do not have the same nature as in single-phase cross-flow. Because of the bubbles, the dynamic forces appear to be generated by the “impact” of the bubbles with the cylinder more than the fluctuations of the flow as in single-phase turbulence. In a slug pattern, Nakamura et al. [12] proposed an excitation force model considering different forces depending on whether the tube is in water or in gas. Zhang et al. [24] measured good correlations between the dynamic forces and the local void fraction fluctuations, especially in the lift direction. Zhang et al. [11] also developed a model by calculating the force acting on a cylinder in the main flow path made with 60° elbows in each row of tubes. According to this study, the force on the tube is due to changes in the fluid momentum. Nakamura et al. [12] and Zhang et al. [11] presented two models supposing the two-phase flow forces are generated by the difference between gas and liquid characteristics more than classical turbulence and viscosity.

The present model is an attempt to find a way to explain the origin of the forces in a very simple way. Let's suppose that there is no turbulence as known in single-phase flow, which mean no turbulent fluctuations in the liquid phase, as Nakamura et al. [12] and Zhang et al. [11] did. The 3-dimensional tube is surrounded by liquid and gas, assumed to be travelling in a single well defined direction. Depending on whether a part of the tube is surrounded by liquid or gas, the force acting on that part of the tube is different. The following hypotheses are made:

- All the bubbles have the same radius R
- The area surrounding the tube is divided into finite fluid elements. Depending on the position of the bubbles, each element can be water or gas.
- At any instant, the discrete fluid element in contact with the tube transmits its momentum to the tube. The direction of the force is according to an impact between a small particle and the cylinder (Fig. 5.17)
- The “impact” force acts only on the lower part of the tube. (Fig. 5.16)
- One single tube is considered in the model.

- In order to compare the theoretical and the analytical results, as in the experiments, forces are evaluated by measuring the torque T applied at the end of the tube, and then converted into a force, assuming the force is quite homogeneous, by the relation

$$F = \frac{T}{l/2}.$$

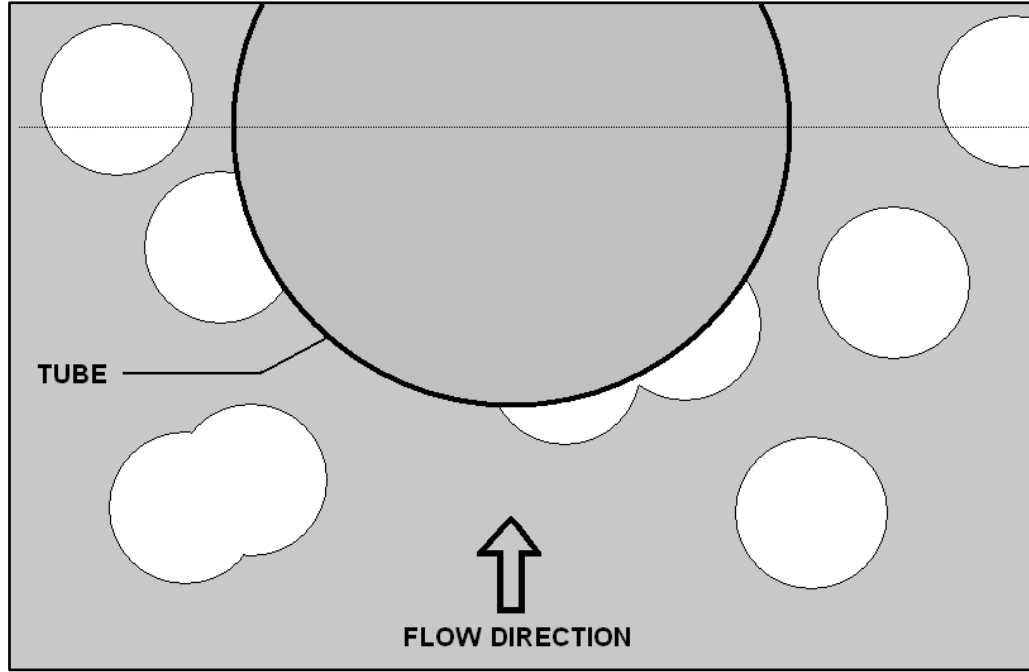


Fig. 5.16: Flow model

As shown in Fig. 5.17, a part of the tube of radius R is in contact with a particle of density ρ_i ($i=l$ or $i=g$), and velocity V_p at the angular position θ . The surface element of the tube in contact with fluid particle is $R\delta\theta\delta l$ and it is subjected to the impact force during an interval of time δt . The volume of the considered fluid particle is then $\delta V = R \cdot V_p \cdot \delta\theta \cdot \delta l \cdot \delta t$ and its mass is $\delta M = \rho_i \delta V$. The resulting force acting normal to the surface during the time interval δt may be expressed as:

$$\delta F = V_p \cdot \frac{\delta M}{\delta t} = \rho_i R V_p^2 \delta\theta \cdot \delta l \cdot \cos(\alpha) \delta F_s d g \quad (5.29)$$

where α is the angle between the flow direction and the surface of the tube : $\alpha = \pi - \theta$. So in terms of θ Eq. (5.29) becomes:

$$\delta F = -\rho_i R V_p^2 \delta\theta \cdot \delta l \cdot \cos(\theta) \quad (5.30)$$

Drag and lift forces are obtained by projecting the force expression in the inflow and transverse directions.

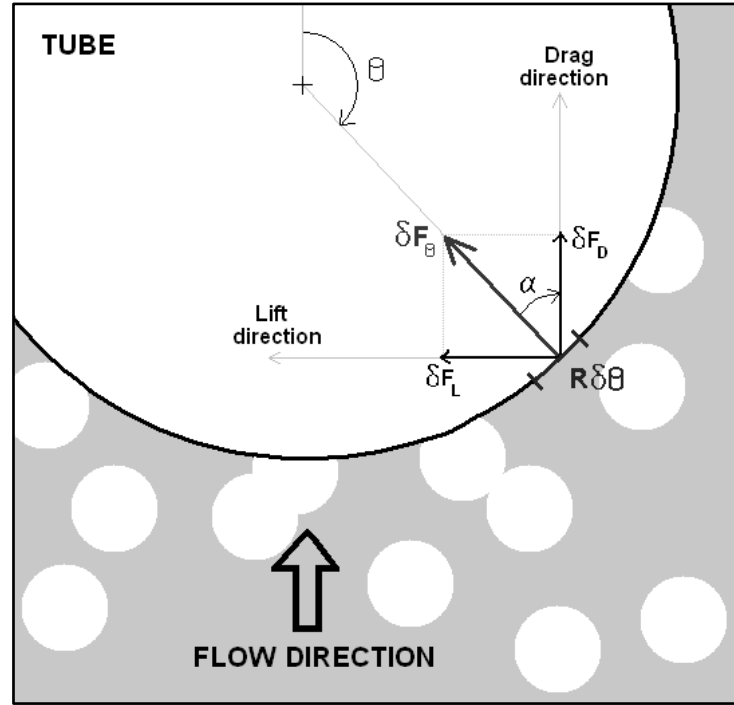


Fig. 5.17: Acting force model

By integrating Eq. (5.30) over the tube surface, the value of the force at the time t can be obtained. This model has been numerically implemented in a computer program to give the theoretical force acting on the tube.

5.7.2. Description of the Program

For simplicity, the following explanation is presented for the two dimensional case, in the plane perpendicular to the tube axis. The area including the tube is divided into three zones (Fig. 5.18):

- The tube zone, where the void fraction is equal to the desired void fraction,
- The borders, where no centres of bubbles are present, to avoid boundary effects,

- The initialization zone, where bubbles are generated.

Fig. 5.18 shows a cross section of the area surrounding the tube. This simulation was performed with 40% void fraction. Bubbles are present inside the tube in the program because it would be a loss of computation time to make them disappear after impacting the tube. Since the interaction between the bubbles and the tube occurs in the lower part of the tube, the bubbles inside the tube no longer interact with the tube. This is equivalent with the model, which assumes that each part of the fluid transmits its momentum to the tube. The bubbles have actually the same radius ($R = 5 \text{ mm}$), but the cross-section of the bubbles at different depths makes them appear different. At the beginning of the simulation, bubbles are randomly distributed within the tube zone. At each instant, each finite element of the tube is surrounded by gas or liquid, so the force acting on the whole tube at any instant is the sum of the forces δF (Eq. 5.30) acting on each element. At the following instant, the last row of the tube zone is suppressed and a new row is added in the initialization zone. New bubbles are added in the upper row of the initialization zone with the following procedure: the aim is to maintain the desired void fraction in the tube zone, so the void fraction is locally calculated in the upper part of the initialisation zone, including the last row of this zone. Statistically, this void fraction (ε) is supposed to be slightly inferior to the desired void fraction (ε_0). The program calculates the number N of finite elements necessary to be filled with gas to maintain the desired void fraction. However, each new element of gas randomly placed has a probability $(1-\varepsilon)$ to be already a gas particle, with ε the current void fraction. So in order to reach a number N of *new* gas element, the actual number of particle to add is $N/(1 - \varepsilon)$. This can determine the number of bubbles necessary to reach the wanted void fraction. Since ε is close to ε_0 , the number of particle to be added is approximately $N/(1 - \varepsilon_0)$. It is then possible to determine the force acting on the tube the next instant.

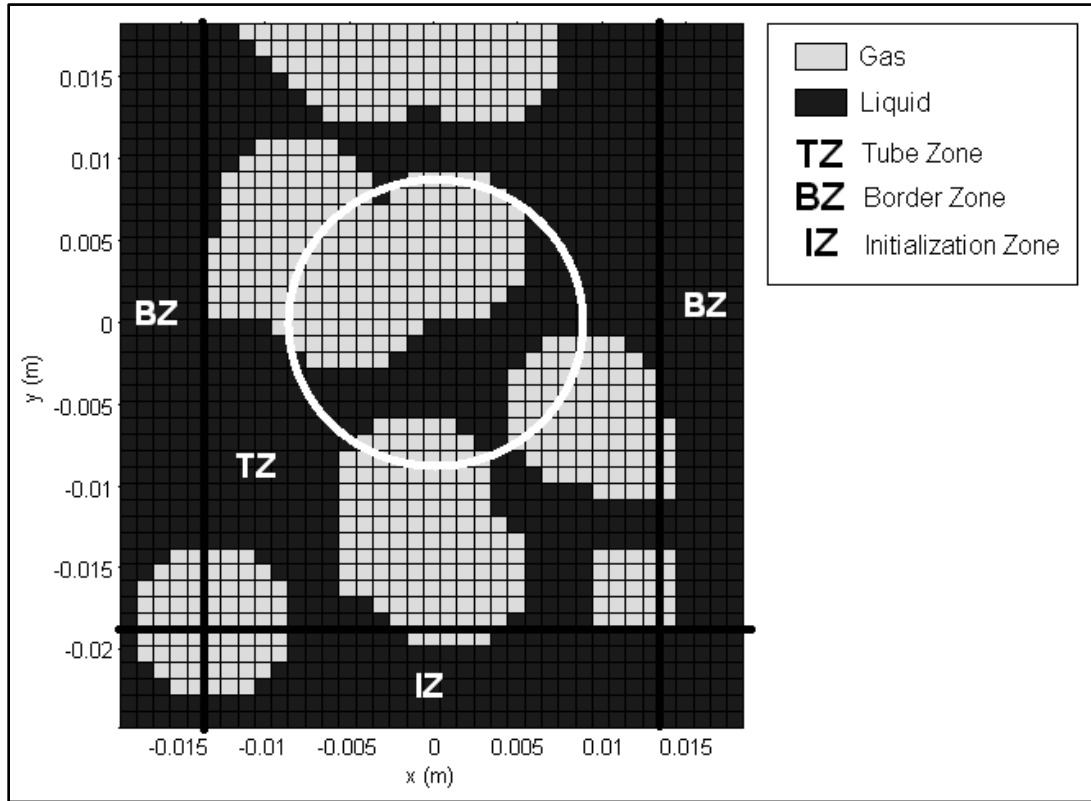


Fig. 5.18: Area surrounding the tube : the three different zones, the bubbles, the water and the tube.

5.7.3. Results

Experimented and calculated results with the model are presented in Figs. 5.19-5.20 for two second measurements in a 93.5 mm length and 17.5 mm diameter tube. Since the study focuses on the dynamic forces, the d.c. component of the drag force has been deducted from the calculated drag force. The tube is subjected to a flow having 70% void fraction and 3 m/s pitch velocity (Fig. 5.19), and then to a flow having 80% void fraction and 5 m/s pitch velocity (Fig. 5.20). Based on visual observation during the experiments, the bubble radius has been taken as approximately $R = 5$ mm, which appeared to be the order of magnitude of the bubbles size during the tests. The calculated and measured signals from Fig. 5.19 have quite a similar behaviour, and comparable amplitude. However, the calculated and measured results from Fig. 5.20 differ more, especially in the drag direction.

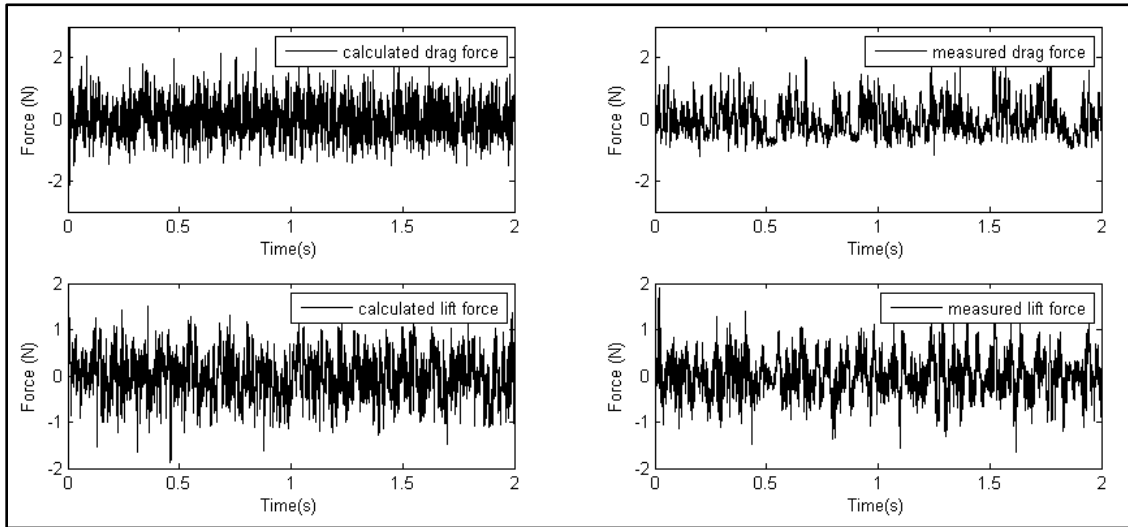


Fig. 5.19: Comparison between theoretical and experimental drag and lift signals over a period of 2.0 seconds for 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity.

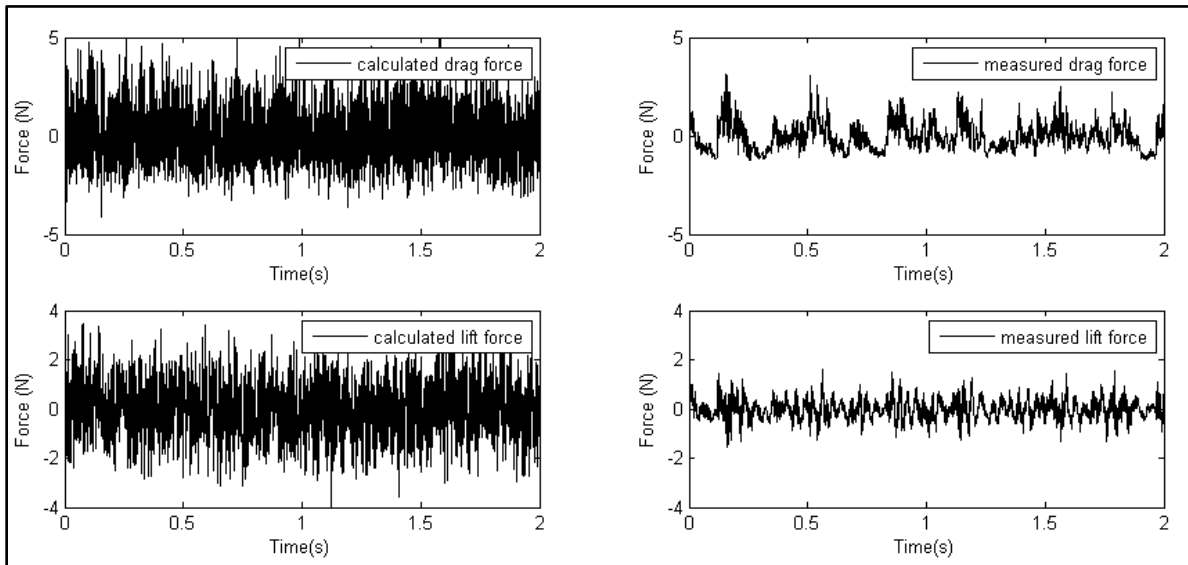


Fig. 5.20: Comparison between theoretical and experimental drag and lift signals over a period of 2.0 seconds for 80% void fraction and 5 m/s pitch flow velocity.

Table 5.1 shows a comparison of the calculated and the measured r.m.s forces for both experiments. For the first test with 70% void fraction and 3 m/s pitch velocity, results from the model and results from the measurements are very close, with 10% difference between

experimental and theoretical results in both directions. For the test with 80% void fraction and 5 m/s flow velocity, the difference between experimental and theoretical results is more significant. The calculated r.m.s. force is almost twice as large as the measured r.m.s force in the lift direction and almost three times higher in the drag direction. However, although these results are not very accurate, the calculated forces remain within the same order of magnitude as the measured r.m.s. force.

Table 5.1: Comparison between r.m.s. calculated forces and r.m.s. measured forces

		$\varepsilon=70\%$, $V_p=3$ m/s	$\varepsilon=80\%$, $V_p=5$ m/s
Lift direction	Calculated r.m.s. force (N)	0.58	1.3
	Measured r.m.s. force (N)	0.52	0.69
Drag direction	Calculated r.m.s. force (N)	0.48	1.1
	Measured r.m.s. force (N)	0.43	0.40

In order to go further in the comparison between the calculated and the measured forces, results from Fig. 5.19 are zoomed on in Fig. 5.21 considering a small window of 0.10 seconds. The overall shapes of the results are comparable. In the model, the dynamic force comes from the replacement of a liquid particle by a gaseous particle, or vice versa. Each small peak might correspond to an impact of a bubble (or liquid particle). The peaks with the lowest amplitude correspond to bubbles (or liquid particle) acting near the clamped end of the tube (the torque is lower) and the peaks with the highest amplitude correspond to bubbles acting near the other end of the tube. The main difference between the two graphs is the time scale. In the calculated model, each peak has a comparable period, as expected because the flow velocity is considered as constant but especially because all the bubbles are supposed to have the same diameter. In the actual test section, bubbles have different diameter, which explains the fluctuations in larger time scales.

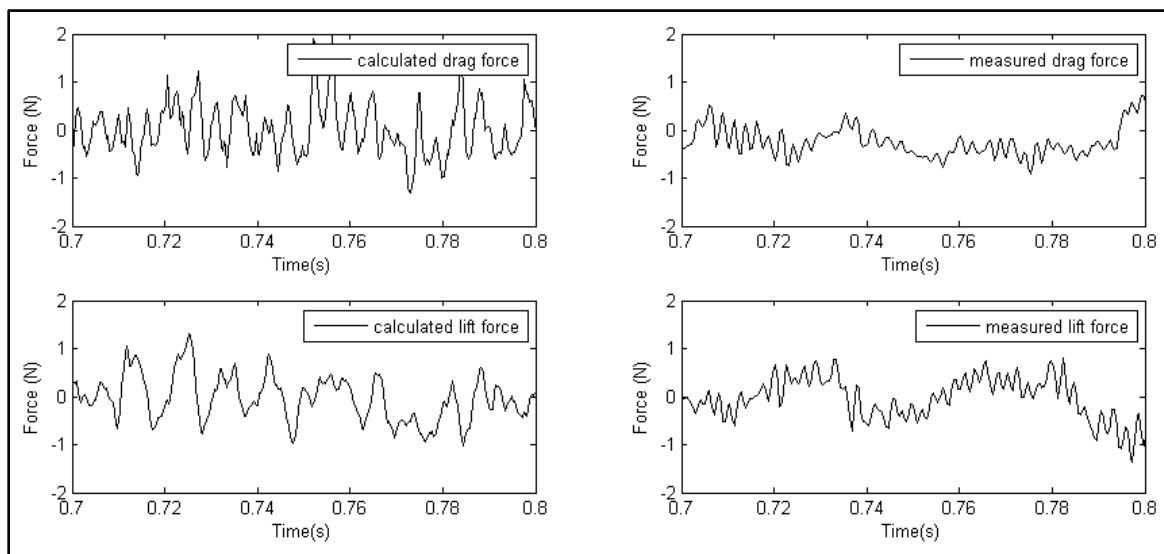


Fig. 5.21: Comparison between theoretical and experimental drag and lift signals over a period of 0.1 seconds for 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity

Figs. 5.22-5.23 show the spectra obtained from experiments and numerical computations obtained with 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity; and 80% void fraction and 5 m/s pitch flow velocity, respectively. The frequency range is larger than in previous figures in order to show clearly the variation of the numerically obtained spectra. The orders of magnitude of the power spectral densities are similar, especially in the lift direction where there is no sharp peak at low frequency (as that appearing in the drag direction spectra), and for the experiment at 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity. This confirms the assumption that the sharp peak is generated by the intermittent flow and the broad peak is generated by the bubbly flow. However, the numerical spectra show no obvious periodic force component which is apparent in the experimental spectra. Since the bubbles have been randomly distributed in the area, a flat spectrum can be expected. A more realistic bubble distribution, taking into account the position and the size distribution based on the actual two-phase flow pattern would probably make a quasi-periodic signal appear.

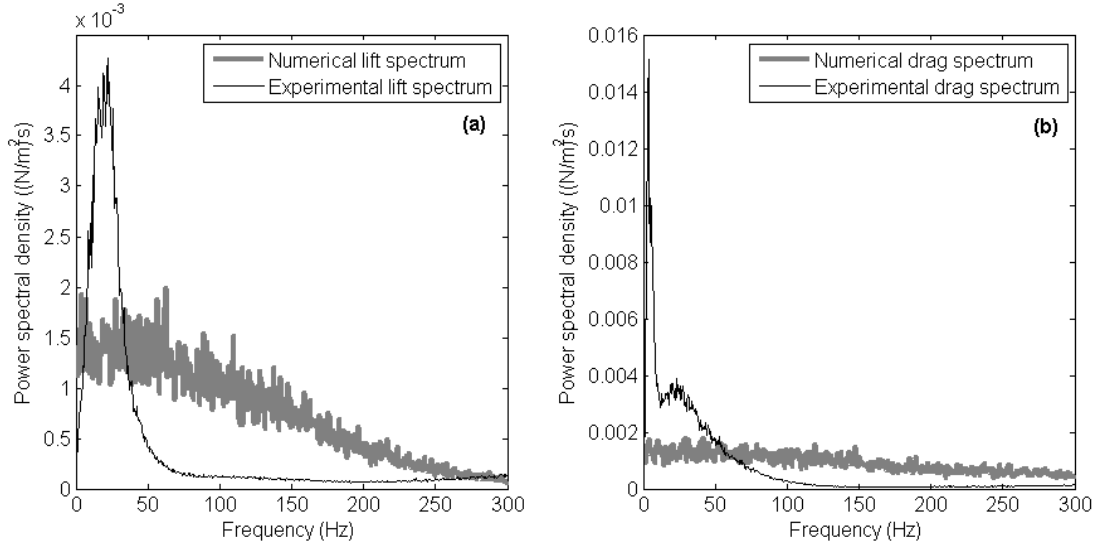


Fig. 5.22: Comparison of the numerical and experimental spectra obtained at 70% void fraction, 3 m/s pitch flow velocity. (a) Lift force spectra (b) Drag force spectra

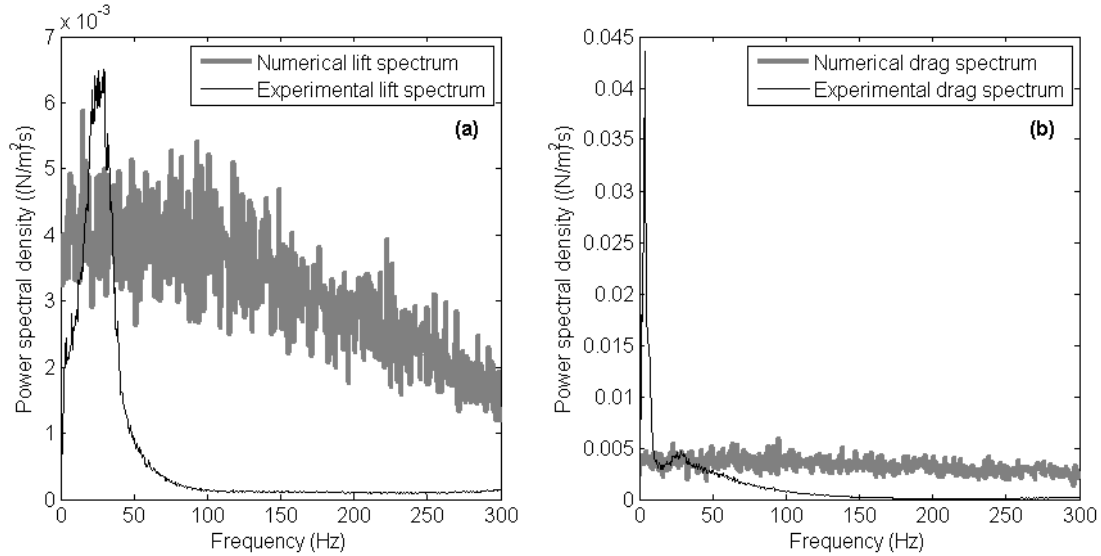


Fig. 5.23: Comparison of the numerical and experimental spectra obtained at 80% void fraction, 5 m/s pitch flow velocity. (a) Lift force spectra (b) Drag force spectra

Fig. 5.24 shows the evolution of the r.m.s force with the pitch mass flux, in comparison with the experimental results for 70% void fraction. In each calculation, the bubble radius has been taken equal to 5 mm. Since the element of force δF is proportional to V_p^2 (Eq. (5.30)) and all the

other parameters remain constant, the r.m.s value of the force should be proportional to V_p^2 . So in Fig. 5.24, the numerical and the experimental r.m.s forces do not have the same behaviour. But in these calculations, the bubble size has been assumed to be constant. However, Taitel [25] gave a formula giving the maximum diameter of a bubble in a pipe subjected to a two-phase cross-flow:

$$2R_{max} = k \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^{3/5} \tau^{-2/5} \quad (5.31)$$

where k is a constant, σ is the surface tension, and τ the rate of energy dissipation per unit mass, equal to $\frac{2c_f}{d} V^3$ where c_f is a friction coefficient, d the pipe diameter and V the mixture velocity, which can in the present case be taken as V_p . Assuming that in the bubble distribution, the mean bubble radius is proportional to the maximum bubble radius, given in Eq. (5.31) one can write:

$$\langle R \rangle \sim R_{max} \sim V_p^{-6/5} \quad (5.32)$$

where \sim is the equivalence relation operator, and $\langle R \rangle$ is the mean bubble radius. The simulation obtained in Fig. 5.24 has been recalculated using a bubble size depending on the flow velocity. The bubble size has been taken as $R = 0.01 \times V_p^{-6/5}$, with R expressed in meters, so that the bubble radius is 5 mm when $V_p = 1.8$ m/s. The results are presented in Fig. 5.25. The numerical and experimental results in this case are very close, for both the drag and lift directions.

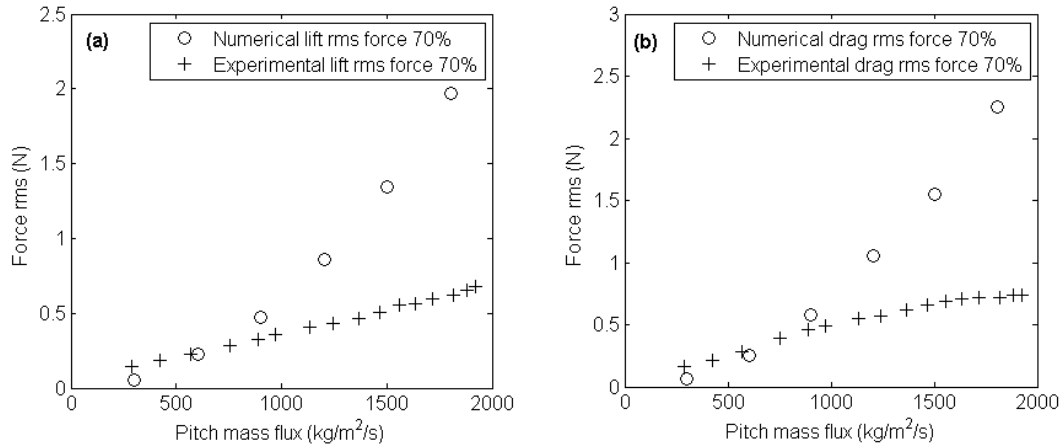


Fig. 5.24: Comparison between numerical and experimental rms forces obtained for various flow velocities, 70% void fraction and a bubble radius $R=5$ mm (a) Lift force results; (b) Drag force results

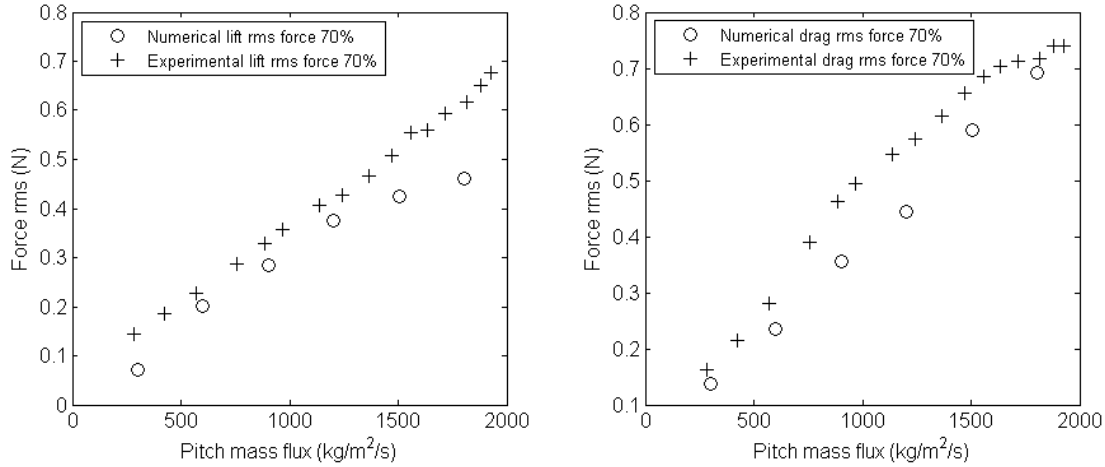


Fig 5.25: Comparison between numerical and experimental rms forces obtained for various flow velocities, 70% void fraction and a bubble radius depending on flow velocity.

(a) Lift force results; (b) Drag force results

5.7.4. Discussion

The model proposed in this paper is to be considered as a first attempt. It shows fairly good results at 70% void fraction and low flow velocity, but at higher void fraction and flow velocity, the results given by the model are not so accurate. Two explanations are proposed for this difference.

Firstly, this model assumed a random distribution of bubbles which means it considers mostly a bubbly flow pattern. For each test, the flow regime depends on the flow parameters. To determine the flow regime, the test flow conditions can be plotted on the Grant flow pattern map [26] or in the Ulbrich and Mewes flow pattern map [27] which can be used to determine the flow pattern in a tube bundle. Fig. 5.26 shows the Grant flow pattern map with the present experimental conditions superposed. On this map, the abscissa corresponds to the Martinelli parameter, X , defined as:

$$X = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.1} \quad (5.33)$$

The ordinate, U_g is the dimensionless gas velocity and is expressed by:

$$U_g = \frac{G_{pg}}{(2(P-D)g\rho_g(\rho_l-\rho_g))^{0.5}} \quad (5.34)$$

G_{pg} is the gas pitch mass flux defined as $G_{pg} = \frac{W_g}{A} \frac{P}{(P-D)}$ with W_g the gas mass flow rate and A the section area.

Fig. 5.25 shows the Ulbrich and Mewes flow pattern map with the present experimental condition superposed. On this map, the abscissa corresponds to superficial gas velocity U_{sg} , defined as:

$$U_{sg} = \frac{Q_g}{A} \frac{P}{(P-D)} \quad (5.35)$$

The ordinate, U_{sl} is the dimensionless liquid velocity and is expressed by:

$$U_{sl} = \frac{Q_l}{A} \frac{P}{(P-D)} \quad (5.36)$$

Q_g and Q_l are the gas and liquid volumetric flow rate and A the section area.

The flow pattern maps show that experiments have been performed in the neighbourhood of the boundary between the bubbly and the intermittent flow. It is reasonable to assume that the flow pattern during the test performed at 80% void fraction and 5 m/s pitch flow velocity was intermittent, which explains the shape of the experimental curve obtained in Fig. 5.20, and the large sharp peak in the drag direction for the experimental curve Fig. 5.22(a), and the differences with experimental data. The test performed at 70% void fraction and 3 m/s pitch flow velocity may have a bubbly flow pattern, similar to the one assumed in the model, which explains the similarities between the theoretical and the experimental curves.

A second possible explanation for the model inaccuracy is that the model assumes all the bubbles have the same size, which is obviously not the case in the actual test section. Moreover, the bubble distribution is completely random in the model. In the actual experiments, there should be a quasi-periodicity on the bubbles spatial distribution, as measured in Zhang et al. with optic probes [11, 24]. By taking this quasi-periodicity into account, we should be able to obtain numerically spectra which present a quasi-periodicity comparable to that obtained in the experiments in a bubbly flow.

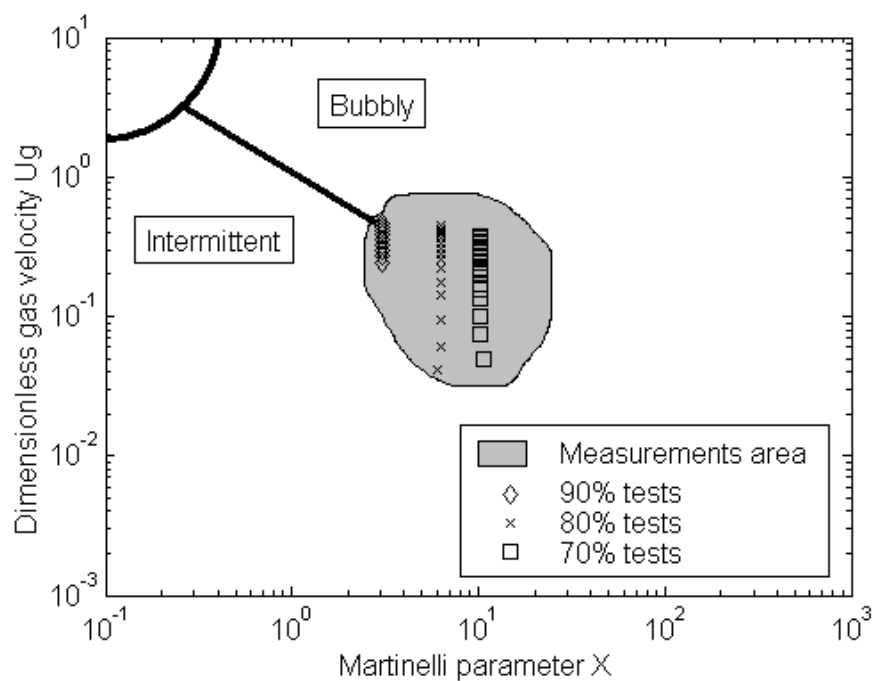


Fig. 5.26: Grant's flow pattern map [26]

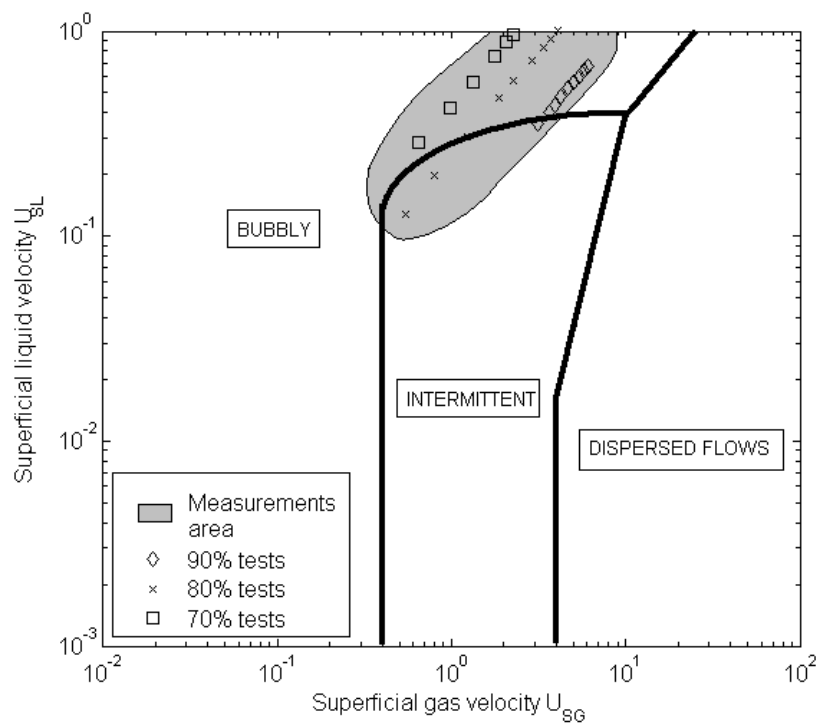


Fig. 5.27: Ulbrich and Mewes flow pattern map [27]

This is a very basic model, making a lot of approximations. The aim was to find the origin of the forces. The similarities between force signals obtained in a bubbly flow pattern and with the model are encouraging. This model can now be improved. Assuming that a flow pattern closer to the real one is used, much better results may be obtained in order to describe the forces acting on a tube in a two-phase cross-flow. The flow pattern, the distribution of bubbles size and position has to be considered in order to improve the model.

5.8. Conclusion

Experimental measurements showed the existence of quasi-periodic forces acting on the tubes. The power spectral densities of these forces have been approximated by empirical equations based on a Lorentzian function. Most peaks seem to have a mean frequency proportional to the flow velocity, and an amplitude proportional to the mass flux. A scaling procedure has been proposed to collapse the measurement curves.

A model of the forces acting on the cylinders in bubbly flow is also proposed. The turbulent forces in two-phase flow are very different than in single-phase flow. This suggests that the main physical mechanisms generating these forces are not flow fluctuations. The results of the model suggest that forces are generated by the momentum transfer between the flow and the tube. The theoretical model can be improved by taking into consideration the bubble size distribution and flow pattern which would account for the experimentally observed quasi-periodicities.

5.9. Acknowledgements

The authors are thankful to Thierry Lafrance for his help throughout the project. Thanks also to Bénédicte Besner and Nour Aimène for their technical help which made the measurements possible, and to Cédric Béguin for fruitful discussions on the subject.

5.10. References

- [1] F. Axisa, J. Antunes, and B. Villard, "Random excitation of heat exchanger tubes by cross-flows," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 4, pp. 321-341, 1990.
- [2] R. D. Blevins, "Flow-Induced Vibration," 2nd ed, V. N. Reinhold, Ed. New York, 1990.

- [3] F. Hara, "Two-phase cross-flow-induced Forces acting on a circular cylinder," *ASME*, vol. 63, pp. 9-17, 1982.
- [4] C. Zhang, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Vibration excitation force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 129, pp. 21-27, 2007.
- [5] C. Zhang, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Further Study of Quasiperiodic Vibration Excitation Forces in Rotated Triangular Tube Bundles Subjected to Two-Phase Cross Flow," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 131, 2009.
- [6] H. Senez, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Vibration Excitation Forces in a Rotated Triangular Tube Bundle Subjected to Two-Phase Cross Flow," *Journal of Pressure Vessel Technology*, (Submitted June 2010).
- [7] C. E. Taylor, M. J. Pettigrew, F. Axisa, and B. Villard, "Experimental Determination of Single and Two-Phase Cross Flow-Induced Forces on Tube Rows," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 110, pp. 22-28, 1988.
- [8] E. De Langre and B. Villard, "An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 12, pp. 1005-1023, 1998.
- [9] E. De Langre, B. Villard, and K. Entenmann, "A spectrum of two-phase flow random forces in tube arrays," in *Sixth international conference on flow-induced vibration*, 1995, pp. 107-117.
- [10] T. Nakamura, K. Fujita, and A. Tsuge, "Two-phase cross-flow-induced Vibration of Tube Arrays," *The Japan Society of Mechanical Engineers*, vol. 36, pp. 429-437, 1993.
- [11] C. Zhang, N. W. Mureithi, and M. J. Pettigrew, "Development of models correlating vibration excitation forces to dynamic characteristics of two-phase flow in a tube bundle," *International Journal of Multiphase Flow*, pp. 106-129, october 2007 2007.

- [12] T. Nakamura, K. Fujita, N. Kawanishi, N. Yamaguchi, and A. Tsuge, "Study on the vibrational characteristics of a tube array caused by two-phase flow. Part I: Random Vibration," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 9, pp. 519-538, 1995.
- [13] M. J. Pettigrew, Y. Sylvestre, and A. O. Campagna, "Vibration analysis of heat exchanger and steam generator designs," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 48, pp. 97-115, 1978.
- [14] M. J. Pettigrew and C. E. Taylor, "Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 2: vibration response, fretting-wear, guidelines," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 18, pp. 485-500, 2003.
- [15] M. K. Au-Yang, "Joint and Cross Acceptances for Cross-Flow-Induced Vibration - Part I: Theoretical and Finite Element Formulations," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 122, pp. 349-354, 2000.
- [16] F. Axisa and B. Villard, "Random Excitation of Heat Exchanger tubes by two-phase cross-flows," in *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise*, 1992, pp. 119-139.
- [17] W. J. Heilker and R. Q. Vincent, "Vibration in Nuclear Heat Exchangers Due to Liquid and Two-Phase Flow," *Journal of Engineering for power*, vol. 103, pp. 358-366, 1981.
- [18] S. Khushnood, Z. M. Khan, M. A. Malik, Z. U. Koreshi, and M. A. Khan, "A review of heat exchanger tube bundle vibrations in two-phase cross-flow," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 230, pp. 233-251, 2003.
- [19] L. Papp and S. S. Chen, "Turbulence-induced Vibration of tube arrays in two-phase flow," *ASME*, vol. 116, pp. 312-316, 1994.
- [20] M. J. Pettigrew and C. E. Taylor, "Two-phase flow-induced vibration: an overview," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 116, pp. 233-253, 1994.
- [21] M. J. Pettigrew, C. Zhang, N. W. Mureithi, and D. Pamfil, "Detailed flow and force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 20, pp. 567-575, 2005.

- [22] C. E. Taylor, "Random excitation forces in tube arrays subjected to two-phase cross flow," in *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise*, 1992, pp. 89-107.
- [23] C. E. Taylor and M. J. Pettigrew, "Random excitation forces in heat exchanger tube bundles," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 122, pp. 509-514, 2000.
- [24] C. Zhang, M. J. Pettigrew, and N. W. Mureithi, "Correlation between vibration excitation forces and the dynamic characteristics of a two-phase cross flow in a rotated-triangular tube bundle," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 130, 2008.
- [25] Y. Taitel, D. Bornea, and A. E. Dukler, "Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes," *AIChE Journal*, vol. 26, pp. 345-354, 1980.
- [26] I. D. R. Grant, "Flow Pressure Drop with Single Phase and Two Phase Flow in the Shell-Side of Segmentally Baffled Shell and Tube Heat Exchanger," in *N.E.L Report N°.590*, Glasgow, 1975, pp. 1-22.
- [27] R. Ulbrich and D. Mewes, "Vertical, upward gas-liquid two-phase flow across a tube bundle," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 20, pp. 249-272, 1994.

CHAPITRE VI

DISCUSSION GÉNÉRALE

Au cours de ce projet, des tubes instrumentés ont notamment été conçus pour que les mesures se fassent de façon correcte compte-tenu de leur taille réduite. Si des expériences similaires devaient être reconduites, une amélioration par rapport aux expériences réalisées dans ce projet serait de changer le matériau du dispositif de fixation des tubes instrumentés. En effet, ces dispositifs sont en aluminium, et malgré le vernis isolant qui recouvre les fils électriques reliés aux jauges, certains ont été en contact avec le dispositif en aluminium. Ce phénomène a été à l'origine de courts-circuits qui ont rendu plusieurs tubes instrumentés inutilisables. Si d'autres tubes instrumentés doivent être conçus pour des nouvelles expériences, il serait recommandé de fabriquer le dispositif de fixation dans un matériau isolant.

Ce projet a mis en évidence l'existence de forces quasi-périodiques en écoulement diphasique transverse. En mesurant simultanément les efforts exercés sur deux tubes, on a pu avoir un premier aperçu des cohérences des forces, et remarquer que la longueur de corrélation entre deux forces dépendait de la fréquence. Il serait maintenant utile de faire des mesures spécifiques de longueur de cohérence, en mesurant par exemple les forces sur des espaces plus réduits. En effet, la cohérence des forces sur des tubes soumis à un écoulement diphasique sont encore trop peu connues, et pourtant très importantes pour bien comprendre les vibrations induites par un écoulement diphasique.

Un programme simple a été réalisé sur un logiciel de calcul numérique afin de modéliser les forces dues à un écoulement diphasique transverse. Ce modèle a fourni des résultats qui laissent à penser que les forces dues à un écoulement diphasique transverse sont en effet dues principalement à un transfert de quantité de mouvement entre le mélange diphasique et le tube. Ce modèle peut dorénavant être complété en tenant compte par exemple de la distribution des tailles de bulle, ce qui peut être trouvé dans la bibliographie, mais également du régime d'écoulement.

Enfin, la détermination du régime d'écoulement dans la section d'essai a été faite en se basant sur des cartes de régime d'écoulement. Il pourrait être intéressant de modifier la section d'essai pour détecter directement à l'intérieur de la section le passage des bulles, par exemple à l'aide de fibres optiques comme il a été effectué par Zhang (Zhang, Pettigrew, & Mureithi, 2008). Cela

pourrait donner beaucoup d'informations, notamment sur le régime d'écoulement en cours, mais aussi sur la distribution locale de taux de vide, la taille des bulles, la vitesse locale d'écoulement... Cela nécessiterait cependant un travail de design rigoureux, car il est déjà difficile d'effectuer ce genre de mesures dans une section d'essai possédant des tubes ayant un plus gros diamètre. Il faudrait ici rajouter la contrainte du diamètre réduit des tubes de la section d'essai utilisée ici, et donc de l'espace très réduit entre deux tubes dans la section d'essais.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Les expériences conduites dans ce projet ont été difficiles à mettre en place, notamment à cause de l'aspect « nouveau » de ces expériences, dû à la taille réduite des tubes. Il a fallu dans un premier temps dessiner la section d'essai, ainsi que concevoir les tubes instrumentés. Une étude approfondie de la mécanique des poutres ainsi que la bibliographie indiquant un ordre de grandeur des forces dynamiques en écoulement diphasique ont permis d'utiliser un système de mesure adapté.

Les mesures des forces agissant sur un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée soumis à un écoulement diphasique ont mis en évidence l'existence de forces quasi-périodiques agissant sur les tubes, en portance et en trainée. Ces forces agissent sur un faisceau de tubes ayant la même configuration que dans la partie supérieure d'un générateur de vapeur, ce qui implique que ces forces sont également présentes dans un vrai générateur de vapeur. Jusqu'à présent, le spectre dû aux forces aléatoires en écoulement diphasique transverse avait été supposé relativement plat, ce qui permettait d'utiliser certains modèles qui étaient valides dans le cas d'un écoulement monophasique. La présence de forces quasi-périodique implique qu'il faut reconsidérer ces modèles dans le cas d'écoulement diphasique.

On a pu mettre en évidence deux pics différents présents sur la plupart des spectres fréquentiels de ces forces. Le premier pic est très marqué et fin, il a une fréquence moyenne quasi-constante, indépendante de la vitesse d'écoulement et du taux de vide entre 3 et 4 Hz dans la direction de la trainée ; sa fréquence augmente légèrement avec la vitesse d'écoulement dans la direction de la portance, pour un nombre de Strouhal de 0.01. Il est surtout présent dans la direction de la trainée, et son amplitude augmente fortement avec le flux massique, et le taux de vide pour un flux massique donné. La fréquence de ce pic étant stationnaire, il n'est cependant pas à exclure que celui-ci soit simplement dû à des fluctuations de l'écoulement diphasique dans la boucle d'essai, ou même à la vibration de la section d'essai. Le second pic est beaucoup plus large et sa fréquence moyenne est plus élevée. Il est généralement prépondérant dans la direction de la portance. Sa fréquence moyenne varie avec le taux de vide et la vitesse d'écoulement, telle que $\frac{f_0 D}{V_p \sqrt{1-\epsilon}}$ est constant. Ce pic est le plus important, car même lorsque son amplitude est plus faible que le premier pic, il est beaucoup plus large, il a donc une plus grande contribution sur la

force r.m.s. De plus, sa fréquence augmente avec la vitesse d'écoulement, il peut donc engendrer des problèmes de résonnance en pratique dans le faisceau de tubes d'un générateur de vapeur.

La position des tubes dans le faisceau a une influence sur la force. En effet, les tubes à l'intérieur du faisceau semblent en général subir les forces les plus importantes, particulièrement en ce qui concerne le deuxième pic large. Dans la direction de la trainée, un tube situé en amont du faisceau subit une force de trainée plus importante dans les faibles fréquences. Un tube situé en aval du faisceau subit des forces plus faibles.

Une analyse détaillée de la forme des densités spectrales de puissance des forces dynamiques agissant sur les tubes a permis d'établir des liens entre les amplitudes des forces et le flux massique, leur fréquence moyenne avec la vitesse d'écoulement et le taux de vide. Cette étude a permis de proposer une nouvelle procédure pour relier les PSDs et les fréquences à des paramètres adimensionnels et à les regrouper au mieux sur un même graphique. Cette méthode doit être testée avec d'autres mesures pour valider les échelles proposées, notamment avec des tubes de dimensions différentes.

Les mesures de corrélations des forces entre deux tubes indiquent que les forces restent significativement corrélées sur de grandes distances dans la direction de l'écoulement, notamment dans la direction de la trainée. Cette même mesure sur deux tubes parallèles dans la direction transverse à l'écoulement indique que les forces sont très corrélées aux basses fréquences (inférieures à 10 Hz), mais que cette corrélation chute rapidement pour les plus hautes fréquences. Ceci indique que les forces dues au premier pic visible sur les spectres sont bien corrélées alors que les forces responsables du deuxième pic le sont beaucoup moins, ce qui suggère que le premier pic est dû à un phénomène global dans la section (eg. régime intermittent) alors que le deuxième pic est dû à un phénomène beaucoup plus local (eg. régime à bulles). La mesure des corrélations des forces exercées sur deux tubes placés en vis-à-vis indique que les forces sont bien corrélées pour les faibles fréquences, puis cette corrélation décroît progressivement lorsque la fréquence augmente. Les corrélations sont ici identiques pour la portance et la trainée. Ces résultats confirment l'hypothèse du phénomène « global » pour le premier pic, et plus « local » pour le second pic. Ces résultats indiquent également que la cohérence semble dépendre de la fréquence. En gardant le modèle de cohérence en $(x, x', f) =$

$e^{-\frac{|x-x'|}{\lambda_c}}$, on peut alors supposer que c'est la longueur de corrélation λ_c qui dépend de la fréquence. Pour les quelques mesures effectuées ici, un modèle consistant à poser $\lambda_c = \alpha V_p / f$ semble assez correct pour α de l'ordre de l'unité. Cependant les mesures des forces de cohérence ne sont que très peu précises, car pour une mesure adéquate il faudrait pouvoir mesurer les forces en plusieurs points précis, or ici on a mesuré les forces agissant sur deux tubes entiers, ce qui rend les mesures beaucoup moins précises. D'autres tests visant précisément à mesurer les corrélations des forces permettraient de fournir des données plus solides sur la cohérence des forces et leur longueur de corrélation.

Cette étude a montré que les forces dynamiques exercées sur un cylindre en écoulement diphasique ont une origine complètement différente de celle due à un écoulement monophasique. En effet, ces forces semblent être plutôt dues aux impacts des bulles sur le tube. Un tout nouveau modèle numérique grossier a été mis en place pour représenter ces impacts. Les résultats ont montré que lorsque l'on est en présence d'un écoulement à bulles, la forme et l'amplitude du signal calculé numériquement est comparable à celle trouvée expérimentalement. Lorsque l'écoulement est intermittent, cette ressemblance est moins évidente, mais ceci était prévisible car le modèle suppose un écoulement à bulles. En développant ce modèle (prise en compte des tailles de bulles réelles, du régime d'écoulement, de la forme de l'écoulement), les résultats numériques devraient se rapprocher considérablement des résultats expérimentaux.

RÉFÉRENCES

- Au-Yang, M. K. (2000). Joint and Cross Acceptances for Cross-Flow-Induced Vibration - Part I: Theoretical and Finite Element Formulations. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 122, 349-354.
- Axisa, F., Antunes, J., & Villard, B. (1990). Random excitation of heat exchanger tubes by cross-flows. *Journal of Fluids and Structures*, 4, 321-341.
- Axisa, F., & Villard, B. (1992). Random Excitation of Heat Exchanger tubes by two-phase cross-flows. *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise* (Vol. 1, pp. 119-139).
- Blevins, R. D. (1990). *Flow-Induced Vibration* (2nd^e éd.). New York: Van Nostrand Reinhold.
- De Langre, E., & Villard, B. (1998). An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes. *Journal of Fluids and Structures*, 12, 1005-1023.
- De Langre, E., Villard, B., & Entenmann, K. (1995). A spectrum of two-phase flow random forces in tube arrays. *Sixth international conference on flow-induced vibration* (pp. 107-117).
- Feenstra, P., Weaver, D. S., & Nakamura, T. (2002). Two-Phase cross-flow excitation of a normal square tube array : experiments and analysis. *ASME International Engineering Congress & Exposition, New Orleans, Louisiana* (pp. 659-670).
- Gay, N., & Launay, J. (1988). Comparison of air-water to water-freon two-phase cross flow effects on the vibratory behaviour of a tube bundle. *International Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise* (Vol. 2, pp. 139-158).

- Gorman, D. J. (1976). Experimental Development of Design Criteria to Limit Liquid Cross Flow-Induced Vibration in Nuclear Reactor Heat Exchanger. *Journal of Nuclear Science and Engineering*, 61, 324-336.
- Grant, I. D. R. (1975). Flow Pressure Drop with Single Phase and Two Phase Flow in the Shell-Side of Segmentally Baffled Shell and Tube Heat Exchanger. *N.E.L Report N°.590*, Glasgow (pp. 1-22)National Engineering Laboratory.
- Hara, F. (1982). Two-phase cross-flow-induced Forces acting on a circular cylinder. *ASME*, 63, 9-17.
- Heilker, W. J., & Vincent, R. Q. (1981). Vibration in Nuclear Heat Exchangers Due to Liquid and Two-Phase Flow. *Journal of Engineering for power*, 103, 358-366.
- Mann, W., & Mayinger, F. (1995). Flow Induced Vibration of Tube Bundles Subjected to Single and Two-Phase Cross-Flow. *2nd International Conference on Multiphase flow '95, Kyoto* (Vol. 4).
- Nakamura, T., Fujita, K., Kawanishi, N., Yamaguchi, N., & Tsuge, A. (1995). Study on the vibrational characteristics of a tube array caused by two-phase flow. Part I: Random Vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 9, 519-538.
- Nakamura, T., Fujita, K., & Tsuge, A. (1993). Two-phase cross-flow-induced Vibration of Tube Arrays. *The Japan Society of Mechanical Engineers*, 36(3), 429-437.
- Pettigrew, M. J., & Gorman, D. J. (1973). Experimental Studies on Flow-Induced Vibration to Support Steam Generator Design, Part 3: Vibration o Small Tube Bundles in Liquid and Two-Phase Cross Flow. *UKAEA/NPL International Symposium in Vibration Problems in Industry, Keswick* (Vol. 426)Atomic Energy of Canada Limited Report AECL.

- Pettigrew, M. J., Sylvestre, Y., & Campagna, A. O. (1978). Vibration analysis of heat exchanger and steam generator designs. *Nuclear Engineering and Design*, 48, 97-115.
- Pettigrew, M. J., & Taylor, C. E. (1994). Two-phase flow-induced vibration: an overview. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 116, 233-253.
- Pettigrew, M. J., & Taylor, C. E. (2003a). Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 1: flow, damping, fluidelastic instability. *Journal of Fluids and Structures*, 18, 469-483.
- Pettigrew, M. J., & Taylor, C. E. (2003b). Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 2: vibration response, fretting-wear, guidelines. *Journal of Fluids and Structures*, 18, 485-500.
- Pettigrew, M. J., & Taylor, C. E. (2004). Damping of heat exchanger tubes in two-phase flow: review and design guidelines. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 126, 523-533.
- Pettigrew, M. J., & Taylor, C. E. (2009). Vibration of a normal triangular tube bundle subjected to two-phase freon cross-flow. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 131, 1-7.
- Pettigrew, M. J., Taylor, C. E., Fisher, N. J., Yetisir, M., & Smith, B. A. W. (1998). Flow-induced vibration: recent findings and open questions. *Nuclear Engineering and Design*, 185, 249-276.
- Pettigrew, M. J., Taylor, C. E., & Kim, B. S. (1989). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow: Part 1 - Hydrodynamic mass and damping. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 111, 466-477.

- Pettigrew, M. J., Zhang, C., Mureithi, N. W., & Pamfil, D. (2005). Detailed flow and force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 20, 567-575.
- Taylor, C. E. (1992). Random excitation forces in tube arrays subjected to two-phase cross flow. *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise* (Vol. 230, pp. 89-107)ASME 1992.
- Taylor, C. E., Currie, I. G., Pettigrew, M. J., & Kim, B. S. (1989). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow : Part 3 - Turbulence-induced excitation. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 111.
- Taylor, C. E., & Pettigrew, M. J. (2000). Random excitation forces in heat exchanger tube bundles. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 122, 509-514.
- Taylor, C. E., Pettigrew, M. J., Axisa, F., & Villard, B. (1988). Experimental Determination of Single and Two-Phase Cross Flow-Induced Forces on Tube Rows. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 110, 22-28.
- Taylor, C. E., Pettigrew, M. J., & Currie, I. G. (1996). Random Excitation Forces in Tube Bundles Subjected to Two-Phase Cross-Flow. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 118, 265-277.
- Ulbrich, R., & Mewes, D. (1994). Vertical, upward gas-liquid two-phase flow across a tube bundle. *International Journal of Multiphase Flow*, 20(2), 249-272.
- Zhang, C., Mureithi, N. W., & Pettigrew, M. J. (2007). Development of models correlating vibration excitation forces to dynamic characteristics of two-phase flow in a tube bundle. *International Journal of Multiphase Flow*, 106-129.

- Zhang, C., Pettigrew, M. J., & Mureithi, N. W. (2007). Vibration excitation force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 129, 21-27.
- Zhang, C., Pettigrew, M. J., & Mureithi, N. W. (2008). Correlation between vibration excitation forces and the dynamic characteristics of a two-phase cross flow in a rotated-triangular tube bundle. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 130.
- Zhang, C., Pettigrew, M. J., & Mureithi, N. W. (2009). Further Study of Quasiperiodic Vibration Excitation Forces in Rotated Triangular Tube Bundles Subjected to Two-Phase Cross Flow. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 131.

ANNEXE I – DÉRIVATION DE L'ÉQUATION (2.1)

On peut démontrer que l'équation de vibration d'une poutre de longueur l sans amortissement s'écrit de la manière suivante :

$$m \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 y(x,t)}{\partial x^4} = g(x,t) \quad (1)$$

Où m est la masse de la poutre par unité de longueur, E son module d'élasticité, I son moment quadratique par rapport à l'axe de flexion, et g la force appliquée sur la poutre par unité de longueur. Cette équation peut se réécrire sous forme d'opérateurs linéaires :

$$[M]\ddot{y} + [K]y = g(x,t) \quad (2)$$

En tenant compte de l'amortissement, il est possible d'adapter l'Équation (2) sous la forme :

$$[M]\ddot{y} + [C]\dot{y} + [K]y = g(x,t) \quad (3)$$

La forme de l'opérateur $[C]$ est probablement assez complexe et dépend du modèle d'amortissement adopté. Nakamura et al. (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995) considèrent que celui-ci est assez faible et diagonalisable, ce qui est une approximation raisonnable dans cette approche qui se rapporte en général à des tubes en acier inoxydable. Cette approximation permet (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995; Pettigrew, Sylvestre, & Campagna, 1978; Pettigrew & Taylor, 2003b) d'effectuer une analyse modale sur les tubes. Soient $\Phi_i(x)$ les modes propres du système, $i=1,2,\dots,\infty$. L'amplitude de vibration du tube peut alors s'écrire $y(x,t) = \sum_i q_i(t)\phi_i(x)$. En remplaçant la valeur de y dans l'Équation (3), puis en effectuant l'opération $\int_0^l (3)\phi_k(x)dx$, et considérant que les modes sont orthogonaux compte-tenu du faible amortissement (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995; Pettigrew, Sylvestre, & Campagna, 1978; Pettigrew & Taylor, 2003b) on obtient :

$$\ddot{q}_k(t) + 4\pi\zeta_k f_k \dot{q}_k(t) + 4\pi^2 f_k^2 q_k(t) = \frac{1}{M_k} \int_0^l \phi_k(x) g(x, t) dx \quad (4)$$

Où f_k est la pulsation du mode k et ζ_k et M_k sont respectivement l'amortissement modal et la masse modale de ce même mode. Nakamura et al. (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995) effectuent la transformée de Fourier de l'expression (4) qui mène à :

$$Q_k(f)(-f^2 + 2i\zeta_k f_k f + f_k^2) = \frac{1}{4\pi^2 M_k} \int_0^l \phi_k(x) G(x, f) dx \quad (5)$$

En posant $H_k = \left[\left(1 - \left(\frac{f}{f_k} \right)^2 \right) + 2i\zeta_k \frac{f}{f_k} \right]^{-1}$ la fonction de transfert du mode k , l'Équation (5) devient :

$$Q_k(f) = \frac{H_k(f)}{4\pi^2 M_k f_k^2} \int_0^l \phi_k(x) G(x, f) dx \quad (6)$$

Donc

$$Y(x, f) = \sum_k \phi_k(x) \frac{H_k(f)}{4\pi^2 M_k f_k^2} \int_0^l \phi_k(x) G(x, f) dx \quad (7)$$

Par propriété des transformées de Fourier la moyenne carrée en temps de la déformation s'écrit (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995) : $\overline{y^2(x)} = \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \int_0^\Omega \frac{1}{2\pi\Omega} |Y(x, f)|^2 df$. Donc d'après l'Équation (7), on déduit alors que la moyenne carrée du déplacement du tube $y^2(x)$ s'écrit :

$$\overline{y^2(x)} = \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \int_0^\Omega \left(\frac{1}{2\pi\Omega} \left[\sum_{k=1}^\infty \phi_k(x) \frac{H_k}{4\pi^2 M_k f_k^2} \int_0^l \phi_k(x) G(x, f) dx \right] \times \left[\sum_{l=1}^\infty \phi_l(x) \frac{H_l^*}{4\pi^2 M_l f_l^2} \int_0^l \phi_l(x) G(x, f) dx \right] df \right) \quad (8)$$

Qui devient après regroupement des termes :

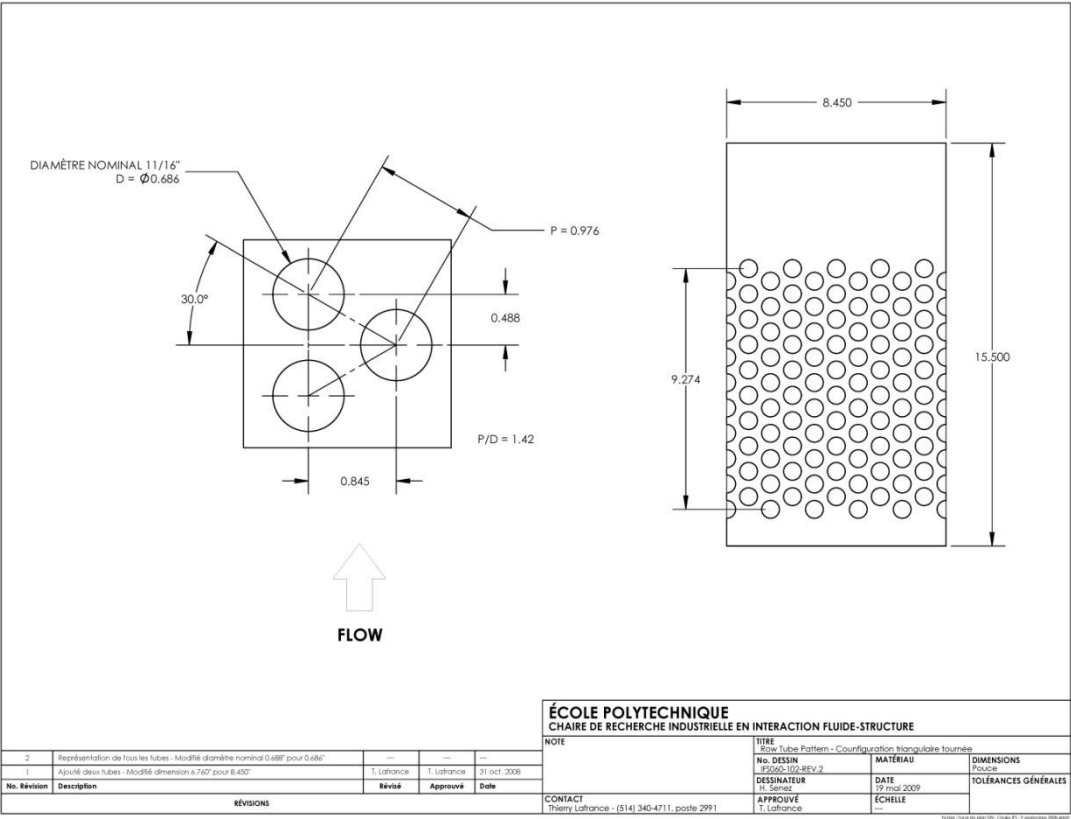
$$\overline{y^2(x)} = \sum_{k=1}^\infty \sum_{l=1}^\infty \phi_k(x) \phi_l(x) \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \int_0^\Omega \frac{H_k(f) H_l^*(f)}{32\pi^5 \Omega M_k M_l f_k^2 f_l^2} \int_0^l \int_0^l \phi_k(x) \phi_l(x') G(x, f) G(x', f) dx dx' df \quad (9)$$

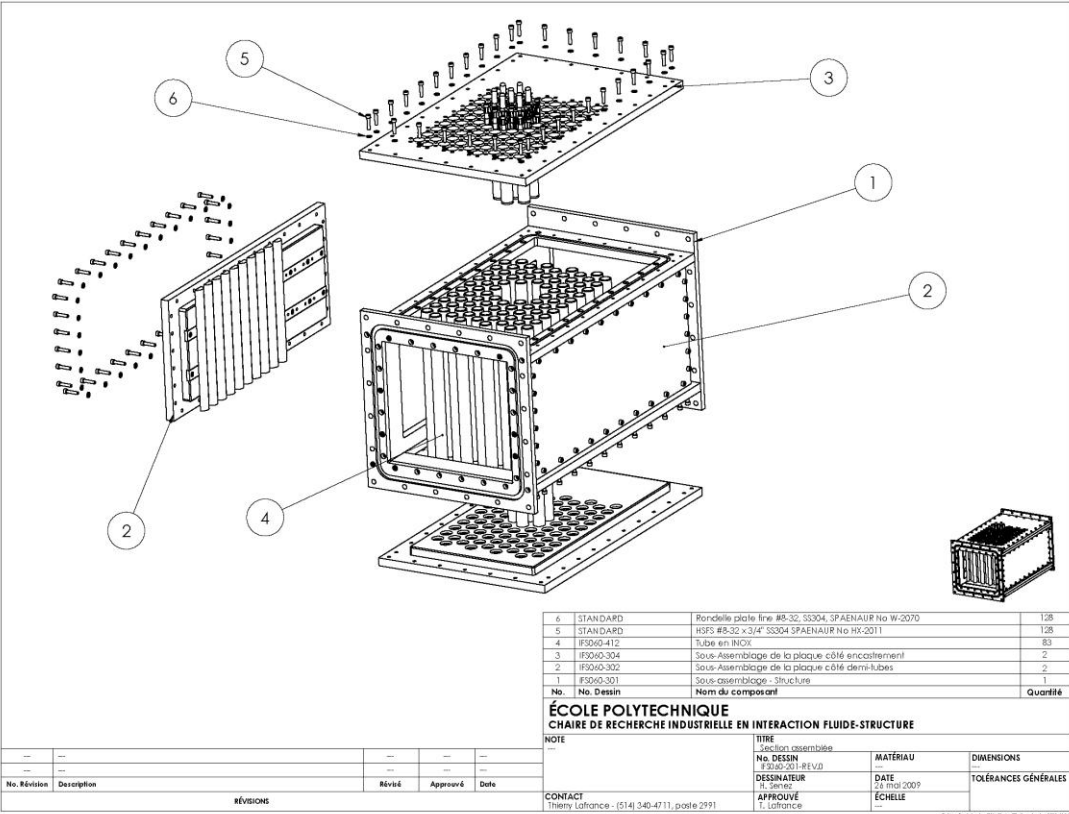
Dans le cas d'un cylindre de section uniforme, la masse linéique telle qu'indiquée dans l'Équation (1) est uniforme. La matrice de masse $[M]$ est donc une matrice diagonale composée de m . Ainsi on peut remarquer aisément que $M_k = M_l = m$, $k, l = 1, 2, \dots, \infty$. L'Équation (9) se réécrit alors sous la forme suivante (Nakamura, Fujita, Kawanishi, Yamaguchi, & Tsuge, 1995; Pettigrew, Sylvestre, & Campagna, 1978; Pettigrew & Taylor, 2003b) :

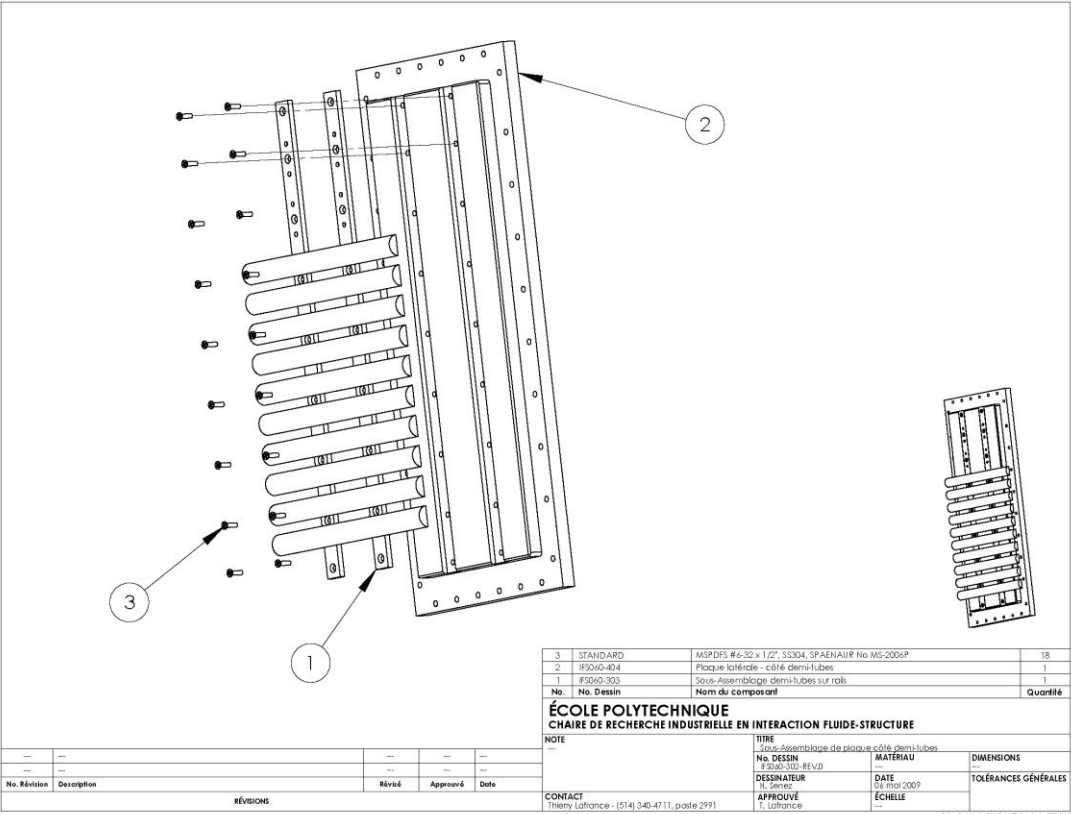
$$\overline{y^2(x)} = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \Phi_k(x) \Phi_l(x) \int_0^{\infty} \frac{H_k(f) H_l^*(f)}{16\pi^4 m^2 f_k^2 f_l^2} \int_0^l \int_0^l \Phi_k(x) \Phi_l(x') \psi(x, x', f) dx dx' df$$

(10)

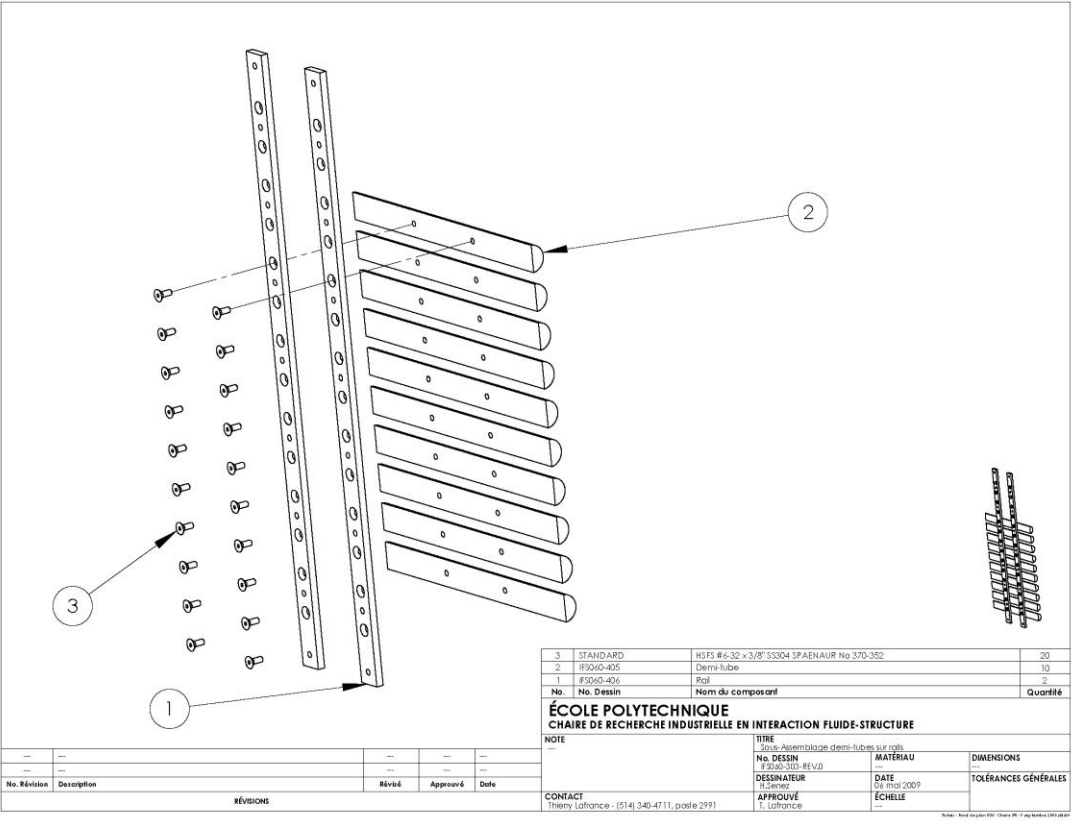
ANNEXE II – PLANS DES PIÈCES CONÇUES

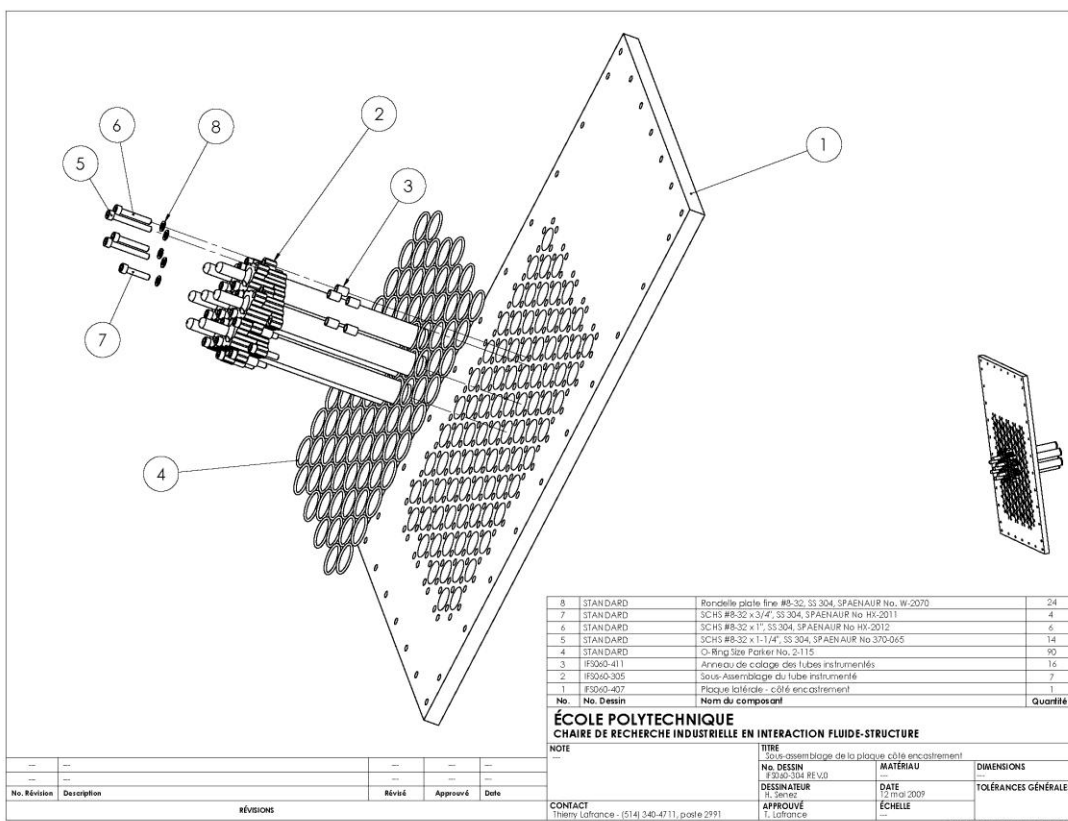


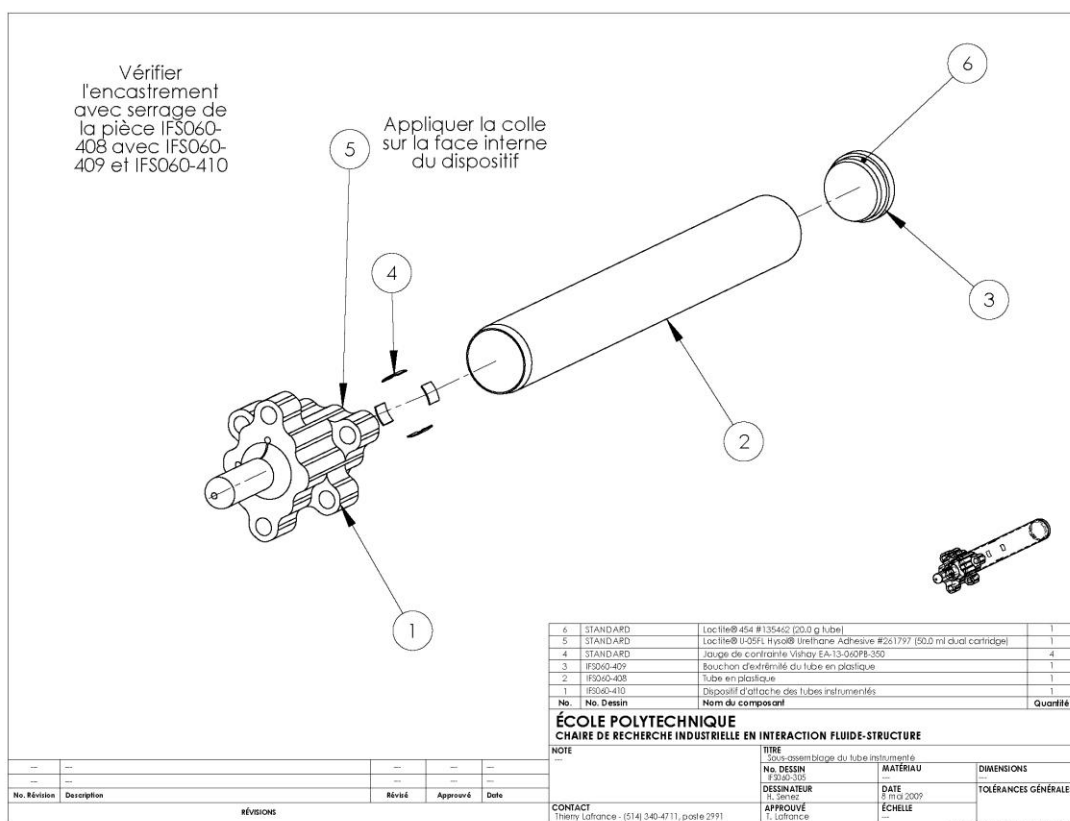


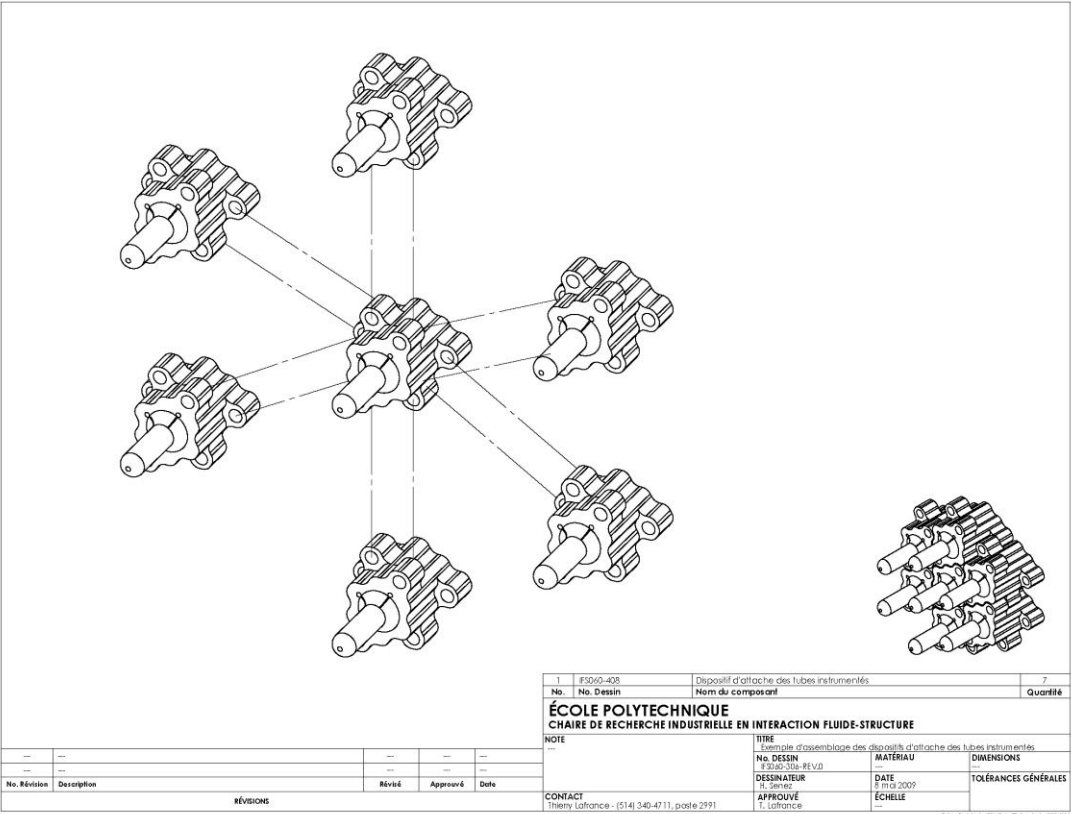


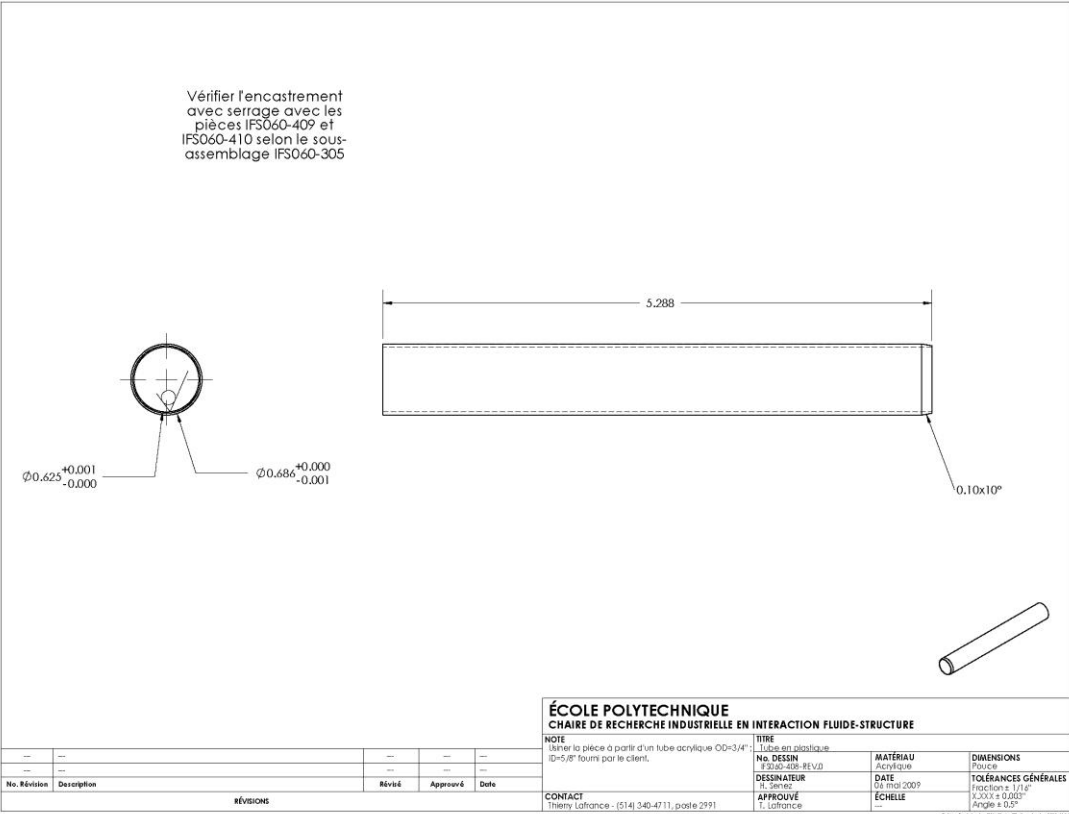
Source: SolidWorks PDM - Chaînes 3D - 12 mai 2007 10:00:00 AM

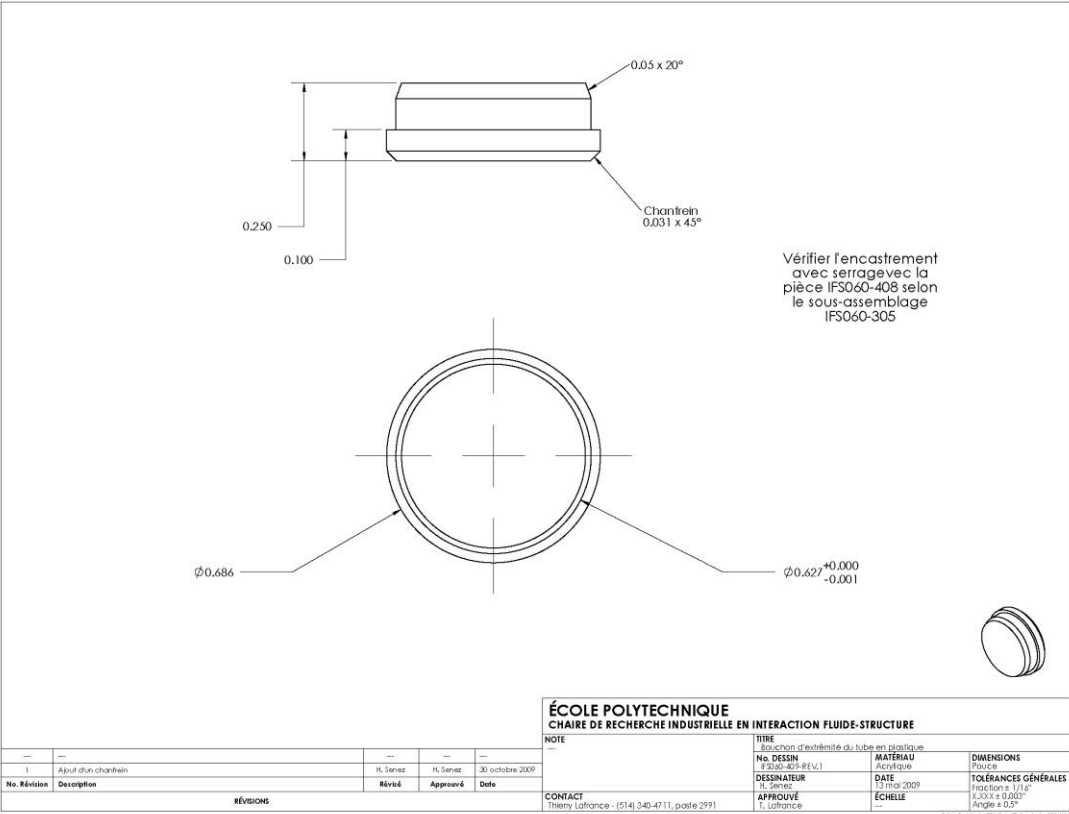


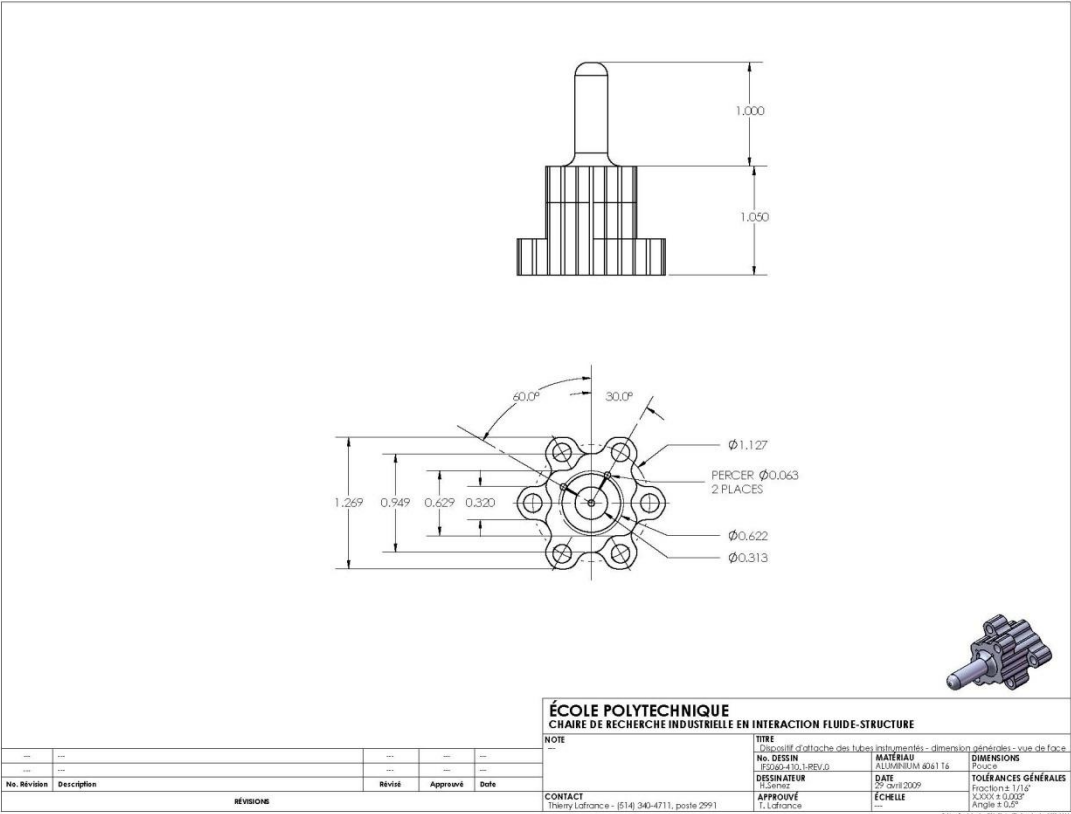






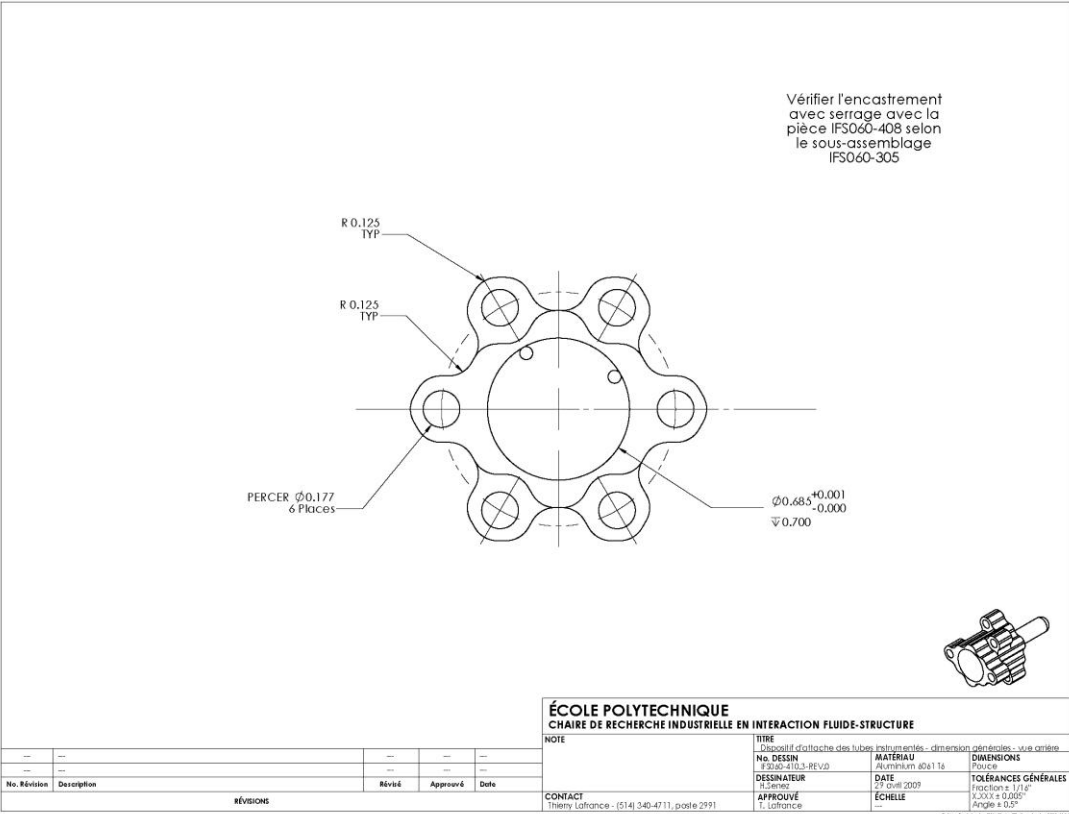






ÉCOLE POLYTECHNIQUE			
CHAIRE DE RECHERCHE INDUSTRIELLE EN INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE			
NOTE		TITRE	
		L'assemblage d'attache des tubes hydroscopiques - dimension générale - vue de face	
		MATERIAU	
		ALUMINIUM 6061 T6	
		DIMENSIONS	
		mm	
		DATE	
		29 avril 2009	
		TOLERANCES GÉNÉRALES	
		Fraction 1/16"	
		JCOX à 0.008"	
		Angle à 0.02°	
		ÉCHELLE	
		1:1	
		APPROUVE	
		T. Laffrance	
		CONTACT	
		Thierry Laffrance - (514) 340-4711, poste 2991	

Notes: 1. Voir le plan 101 - Chaire de Recherche Industrielle en Interaction Fluide-Structure



Notes: 1. Révisé en vertu de l'avis de l'ingénieur en chef de la recherche industrielle.

